

[gamma],[gamma]-  
Richtungskorrelationsmessungen an  $2 \rightarrow$   
 $2 \rightarrow 0$ -Kaskaden in geraden Kernen zur  
Bestimmung des E2/M1-  
Mischungsverhältnisses des  
 $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergangs

Münnich, Fritz

Veröffentlicht in:  
Abhandlungen der Braunschweigischen  
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 18, 1966,  
S.70-97



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

# **$\gamma\gamma$ - Richtungskorrelationsmessungen an $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ - Kaskaden in geraden Kernen zur Bestimmung des E 2/M 1-Mischungsverhältnisses des $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergangs\*)**

Von F. Münnich

Vorgelegt von Günther Cario

(Eingegangen am 15. 4. 1966)

**Übersicht:** Mit einer Richtungskorrelationsapparatur, in der mit vier Szintillationsspektrometern gleichzeitig vier Koinzidenzzählraten registriert werden können, wurde das E 2/M 1-Mischungsverhältnis von  $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergängen in den Kernen  $\text{Kr}^{82}$ ,  $\text{Te}^{122}$ ,  $\text{Pt}^{192}$  und  $\text{Hg}^{198}$  durch Messung der Gamma-Gamma-Richtungskorrelation bestimmt. Die Messungen an den Kernen  $\text{Hg}^{198}$  und  $\text{Te}^{122}$  dienten u. a. auch dazu, die Leistungsfähigkeit der Meßapparatur bei der Untersuchung kurzlebiger Präparate zu testen. Die Messungen an den Kernen  $\text{Kr}^{82}$  und  $\text{Pt}^{192}$  wurden erschwert durch das komplexe Zerfallsschema dieser Isotope. Bei allen Messungen konnte die Meßgenauigkeit im Vergleich zu bisher bekannten Resultaten erheblich verbessert und Widersprüche zwischen den Ergebnissen anderer Autoren geklärt werden. Die Meßresultate werden abschließend diskutiert. Wie zu erwarten, wird die Größe des Mischungsverhältnisses durch Effekte der Schalenstruktur der Kerne beeinflusst.

*Summary:* The E 2/M 1-mixing ratio of  $2^+ \rightarrow 2^+$ -transitions in even-even nuclei was determined by measuring the angular correlation of  $\gamma\gamma$ -cascades. The following results were obtained:

675 keV transition in  $\text{Hg}^{198}$ :  $\delta = -1,34 \pm 0,03$

296 keV transition in  $\text{Pt}^{192}$ :  $\delta = -6,7 \pm 0,5$

686 keV transition in  $\text{Te}^{122}$ :  $\delta = +3,30 \pm 0,10$

698 keV transition in  $\text{Kr}^{82}$ :  $\delta = -1,1 \pm 0,3$ .

By measuring the angular correlation of additional cascades in  $\text{Kr}^{82}$ , the spin of the 1821 keV level of this nucleus could be uniquely determined to be 4. These experimental results are discussed in some detail and compared with the corresponding values of neighbouring nuclei.

## **1. Einleitung**

In einer Arbeit von Scharff-Goldhaber und Weneser [1] wurde erstmalig auf eine große Gruppe von gg-Kernen (gerade Anzahl von Neutronen und Protonen) hingewiesen, die folgende Eigenschaften gemeinsam haben:

1. Der erste und der zweite angeregte Zustand dieser Kerne besitzt den Spin und die Parität  $2^+$ .
2. Das Verhältnis der Energie des zweiten angeregten Zustands zur Energie des ersten angeregten Zustands beträgt 2 bis 2,5.
3. Beide Zustände zerfallen überwiegend durch Emission von elektrischer Quadrupolstrahlung (E 2-Strahlung).

\*) Als Habilitationsschrift genehmigt von der Naturwissenschaftlich-Philosophischen Fakultät der Technischen Hochschule Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig.

Die dritte Eigenschaft ist deshalb bemerkenswert, weil für einen  $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergang nach den bekannten Regeln für die Multipolordnung emittierter Strahlung, vgl. [2], auch die Aussendung magnetischer Dipolstrahlung (M 1-Strahlung) möglich ist, deren Emissionswahrscheinlichkeit nach dem Schalenmodell der Atomkerne wesentlich größer ist als die von E 2-Strahlung. Es lag daher nahe, diese angeregten  $2^+$ -Niveaus durch ein kollektives Verhalten der Nukleonen im Kern zu deuten, da von *Bohr* [3] und von *Bohr* und *Mottelson* [4] bereits gezeigt worden war, daß bei deformierten Kernen hohe E 2-Übergangswahrscheinlichkeiten auf kollektive Freiheitsgrade des Kerns zurückgeführt werden können. Es ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich, auf die verschiedenen Varianten kollektiver Kernmodelle näher einzugehen, die zur Interpretation der Spektren mit den obengenannten Eigenschaften entwickelt wurden; es sei daher auf einige der zusammenfassenden Übersichtsartikel über dieses Gebiet verwiesen ([2]–[7]). Der wesentliche Unterschied zwischen den einzelnen Modellversionen besteht in ihren Annahmen über die Art der kollektiven Bewegung. Die eine Gruppe von Modellen, deren Ausgangspunkt die Arbeiten von *Bohr* und *Mottelson* bilden, nimmt für den Kern axiale Symmetrie an und deutet die angeregten Zustände als Quadrupolschwingungen der Kernoberfläche. In der Ausdrucksweise der Feldtheorie spricht man in diesem Fall von angeregten Zuständen, die mit Phononen vom Spin  $2^+$  besetzt sind. Die verschiedenen Vibrationsmodelle unterscheiden sich nun vor allem dadurch, ob und in welcher Form die Wechselwirkung zwischen der Vibrationsanregung und einer Rotationsanregung des gesamten axialsymmetrischen Kerns berücksichtigt wird.

Eine andere Interpretation der Spektren schwach deformierter Kerne wurde von *Davydov* und *Filippov* [8] vorgeschlagen, die annehmen, daß es sich bei den Anregungszuständen dieser Kerne um eine quantisierte Rotation des nicht-axialsymmetrischen Kerns handelt. Dieses Modell des asymmetrischen Rotators zeichnet sich durch seine einfachen Formulierungen und durch die quantitativen Vorhersagen aus, die es für die elektromagnetischen Übergänge in den betreffenden Kernen liefert; so wurde von *Davydov* und *Filippov* auch eine einfache Beziehung für das Intensitätsverhältnis der E 2- zur M 1-Strahlung bei Übergängen vom zweiten zum ersten  $2^+$ -Niveau in gg-Kernen abgeleitet. Die Vorhersagen dieses Modells wurden in mehreren zusammenfassenden Arbeiten ([9]–[11]) mit experimentellen Resultaten verglichen, wobei eine im allgemeinen befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment festgestellt wurde.

Nun erschien jedoch vor kurzem eine theoretische Arbeit von *Lipas* [12], in der nachgewiesen wurde, daß die von *Davydov* und *Filippov* angegebene Gleichung für das E 2/M 1-Mischungsverhältnis nicht gültig sein kann. *Lipas* zeigte ganz allgemein, daß in kollektiven gg-Kernen keine kollektiven M 1-Übergänge möglich sind; jedenfalls dann nicht, wenn, wie es in der Theorie von *Davidov* und *Filippov* der Fall ist, nur kollektive Koordinaten zur Beschreibung der Freiheitsgrade des Kerns verwendet werden. Das gleiche gilt natürlich auch für die reinen Vibrationsanregungen.

Diese Tatsache macht es erforderlich, alle experimentell bekannten M 1-Beimischungen bei kollektiven Übergängen in gg-Kernen neu zu interpretieren.

Die einfachste Deutung besteht darin, für die M 1-Übergänge Einteilchen-Freiheitsgrade verantwortlich zu machen, die den kollektiven Freiheitsgraden beigemischt sind. Durch die experimentelle Bestimmung des E 2/M 1-Mischungsverhältnisses ist es somit möglich festzustellen, in welchem Maße Teilchenbewegungen zu den elektromagnetischen Eigenschaften kollektiver Kerne beitragen. Man gewinnt auf diese Weise eine Aussage über die Gültigkeit der zur Beschreibung des Kerns verwendeten Modellannahmen, d. h. über die Reinheit der Wellenfunktionen und der Operatoren. Dies ist besonders auch für diejenigen Kerne von Interesse, bei denen andere Kerneigenschaften, z. B. die Energieeigenwerte, von reinen Kollektivmodellen gut wiedergegeben werden. In diesem Zusammenhang sei vermerkt, daß die elektromagnetischen Übergänge vor allem aus zwei Gründen einen besonders kritischen Test für die verschiedenen Modellvorstellungen bilden (vgl. *de-Shalit* [13]): einmal ist die grundsätzliche Form für den Wechselwirkungsoperator gut bekannt, zum anderen ist die Wechselwirkung schwach, so daß normalerweise mit der Störungstheorie in der ersten nicht verschwindenden Ordnung gerechnet werden kann und die Untersuchung an einem „ungestörten System“ durchgeführt werden.

Die im Prinzip genaueste Methode zur Messung des Mischungsverhältnisses gemischter Multipolstrahlung ist die Untersuchung der Richtungskorrelation einer  $\beta\gamma$ - oder  $\gamma\gamma$ -Kaskade. Beim hier interessierenden Fall des Mischungsverhältnisses des  $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergangs vom zweiten zum ersten angeregten Niveau eines Kerns wird in den meisten Fällen die  $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0\text{-}\gamma\gamma$ -Kaskade gemessen, die in den Grundzustand des Kerns führt.

Nach der Theorie, vgl. [14], besitzt eine Richtungskorrelationsfunktion folgende allgemeine Form:

$$W(\Theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \Theta) + A_4 P_4(\cos \Theta). \quad (1.1)$$

Hier bedeuten  $P_2$ ,  $P_4$  die Legendre-Polynome, die als Argument den Winkel  $\Theta$  zwischen der Emissionsrichtung der beiden  $\gamma$ -Strahlen der Kaskade enthalten. Die theoretischen Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  besitzen für eine  $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0\text{-}\gamma\gamma$ -Kaskade die folgenden Werte:

$$A_2 = \frac{1}{1 + \delta^2} (0,2500 + 0,7318 \delta - 0,0766 \delta^2) \quad (1.2)$$

$$A_4 = \frac{0,3265}{1 + \delta^2} \delta^2. \quad (1.3)$$

$\delta$  ist das gesuchte Mischungsverhältnis des  $2 \rightarrow 2$ -Übergangs, definiert als Quotient der reduzierten Matrixelemente des E 2- bzw. M 1-Übergangs.

Nach der Definition der Übergangswahrscheinlichkeit ist somit  $\delta^2$  gleich dem Intensitätsverhältnis von E 2- zu M 1-Strahlung; häufig wird in der Literatur auch die Größe

$$Q = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2}$$

verwendet, die den Anteil der E 2-Strahlung zur Gesamtstrahlung angibt.

In Abb. 1 sind die Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  der Gln. (1.2) und (1.3) als Funktion des Mischungsverhältnisses  $\delta$  aufgetragen; die experimentellen Werte für dieses Mischungsverhältnis der  $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergänge in  $\text{Kr}^{82}$ ,  $\text{Te}^{122}$ ,  $\text{Pt}^{192}$  und  $\text{Hg}^{198}$ , deren Messung in den folgenden Abschnitten 3 bis 6 beschrieben wird, sind hier bereits eingezeichnet.

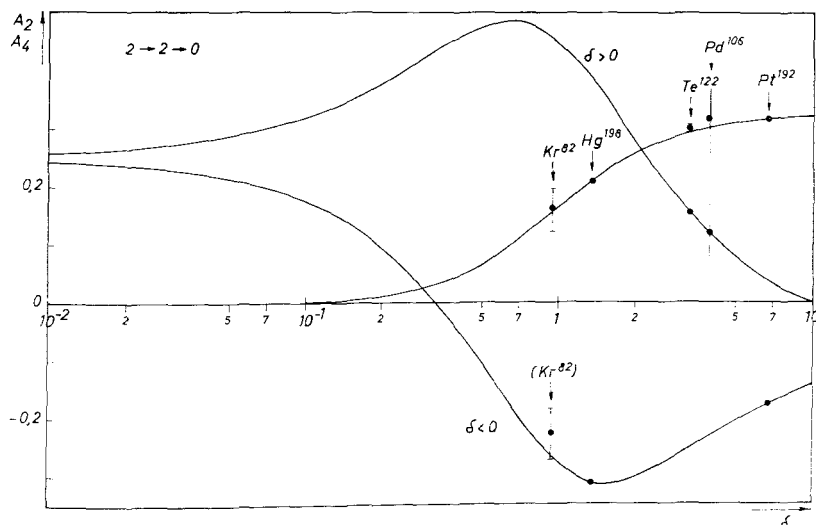


Abb. 1.  $A_2$  und  $A_4$  als Funktion von  $\delta$  für eine  $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade. Die Resultate der Richtungskorrelationsmessungen der vorliegenden Arbeit sind bereits eingezeichnet

## 2. Die Meßanordnung

Die Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  der Richtungskorrelationsfunktion hängen im allgemeinen sehr empfindlich von der Größe des Mischungsverhältnisses  $\delta$  ab. vgl. Abb. 1; aus diesem Grund müssen diese Koeffizienten sehr sorgfältig gemessen werden, wenn  $\delta$  mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden soll. Die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Messungen wurden daher mit einer Meßanordnung durchgeführt, bei deren Entwicklung vor allem dem Problem der Meßfehler größte Aufmerksamkeit gewidmet worden war. Da jedoch die konstruktiven Details und die besonderen Vorteile dieser Apparatur bereits an anderer Stelle ausführlich beschrieben wurden ([15], [16]), soll hier nur das Meßverfahren in dem Umfang angegeben werden, wie es zum Verständnis der folgenden Messungen erforderlich ist.

Der Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung erfolgt mit vier Szintillationsspektrometern in der üblichen Slow-Fast-Anordnung. Es können somit gleichzeitig vier Koinzidenzzählraten unter den vier Winkeln  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $135^\circ$  und  $180^\circ$  gemessen werden; nach einer vorwählbaren Meßzeit, meist 1000 oder 4000 sec. werden diese Koinzidenzzählraten zusammen mit den vier Einzelzählraten photographisch registriert und neue Winkelstellungen für die einzelnen Detektoren mit Hilfe einer Automatik eingestellt. In regelmäßigen Zeitintervallen werden

außerdem in gleicher Weise die zufälligen Koinzidenzen registriert, wobei die schnellen Signale zweier Detektoren durch zusätzliche Kabel hinreichend verzögert werden. Nach Abschluß einer Meßreihe, die normalerweise je 20 Einzelmessungen in zwei komplementären Detektorpositionen umfaßt, werden die registrierten Koinzidenz- und Einzelzählraten aufsummiert und die beiden Größen  $q_1$  und  $q_2$  berechnet, die folgendermaßen definiert sind:

$$q_1 = \frac{C_{ab}(180^\circ) \cdot N_{a'} \cdot N_{b'}}{N_a \cdot N_b \cdot C_{ab'}(135^\circ)} \quad q_2 = \frac{C_{ab}(90^\circ) \cdot N_{a'} \cdot N_{b'}}{N_a \cdot N_b \cdot C_{ab'}(45^\circ)}. \quad (2.1)$$

Dabei bedeuten:  $C_{ab}$  bzw.  $C_{ab'}$  die Koinzidenzzählraten für das Detektorpaar  $a, b$  ( $a = 1$  oder  $2$ ,  $b = 3$  oder  $4$ ) beim angegebenen Winkel unter Berücksichtigung der zufälligen Koinzidenzen,  $N_a$ ,  $N_{a'}$  und  $N_b$ ,  $N_{b'}$  die zugehörigen Einzelzählraten für die Detektoren  $a$  und  $b$  in den betreffenden Positionen.

Das hier skizzierte Meßverfahren besitzt u. a. auch dann einen wesentlichen Vorteil gegenüber dem üblichen Verfahren, wenn Richtungskorrelationsmessungen an schnell zerfallenden Präparaten durchgeführt werden sollen. Da hier während einer Meßperiode jeweils von zwei Detektorpaaren zwei verschiedene Werte für  $q_1$  und  $q_2$  in unterschiedlicher Reihenfolge für die Winkel gemessen werden, ist nach *Wellner* [16] keine Korrektur zur Berücksichtigung des radioaktiven Zerfalls der Ausgangssubstanz erforderlich, wenn an Stelle des arithmetischen das geometrische Mittel für  $q_1$  und  $q_2$  gebildet wird. Bei Messungen an kurzlebigen Präparaten ist jedoch bei der Subtraktion des Beitrages der zufälligen Koinzidenzen von der Koinzidenzzählrate  $C$  zu beachten, daß die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen quadratisch mit der Präparatstärke abnimmt, die Anzahl der echten dagegen nur linear. Jede Einzelmessung muß daher mit einer anderen zufälligen Koinzidenzzählrate korrigiert werden, die jedoch aus dem zu einem bestimmten Zeitpunkt gemessenen Betrag mit Hilfe der bekannten Einzelzählraten leicht berechnet werden kann.

Aus den gemessenen Größen  $q_1$  und  $q_2$  lassen sich, wie in [15] gezeigt wird, die experimentellen Richtungskorrelationskoeffizienten und ihre Fehler in einfacher Weise berechnen. Berücksichtigt man nun noch die Raumwinkelkorrektur für die einzelnen Detektoren, so erhält man schließlich die Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$ , die den Ausgangspunkt für die Interpretation der Meßergebnisse bilden.

### 3. Messung am Zerfall von $\text{Au}^{198}$ ( $T_{1/2} = 2,7$ d)

Das Isotop  $\text{Au}^{198}$  besitzt ein sehr einfaches Zerfallsschema, vgl. Abb. 2 (nach [17]): Richtungskorrelationsmessungen sind daher in diesem Fall verhältnismäßig leicht durchzuführen. Die einzige Schwierigkeit besteht in der geringen Intensität der 675-keV- $\gamma$ -Strahlung: sie beträgt nach dem  $\gamma$ -Spektrum der Abb. 2 weniger als 1% der Intensität der 412-keV- $\gamma$ -Strahlung. Um eine ausreichende Meßgenauigkeit zu erhalten, sind daher bei den üblichen Meßanordnungen lange Meßzeiten erforderlich: außerdem muß wegen der kurzen Halbwertszeit der Zerfall des Präparats sorgfältig berücksichtigt werden.

Bisher wurden zwei Messungen der Richtungskorrelation der  $\gamma\gamma$ -Kaskade in  $\text{Hg}^{198}$  durchgeführt, und zwar von *Schrader* [18] und von *Schiff* und *Metzger* [19].

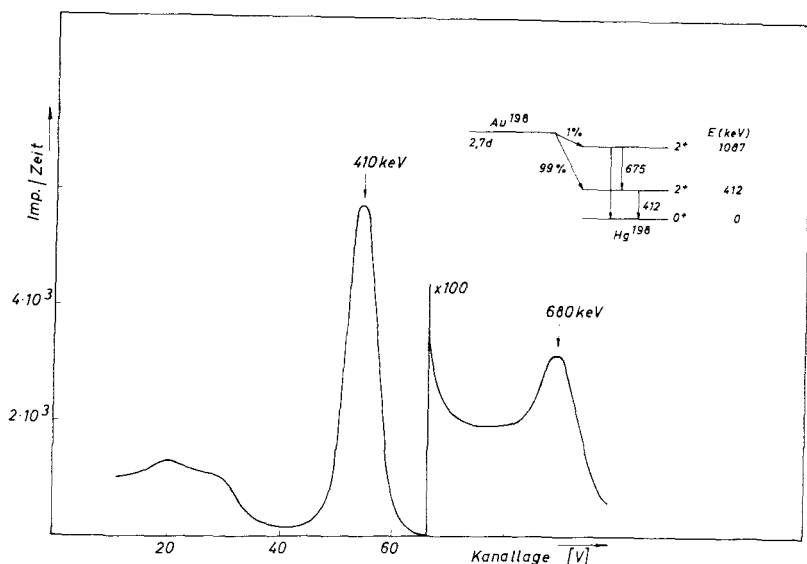


Abb. 2. Zerfallschema von  $\text{Au}^{198}$  (nach [17]) und  $\gamma$ -Spektrum, aufgenommen mit  $\text{NaJ(Tl)}$ -Kristall  $1,5'' \times 2''$

Die Resultate dieser Autoren besitzen aus den eben erwähnten Gründen keine sehr hohe Genauigkeit, außerdem unterscheiden sich die gemessenen Werte für  $A_4$  in beiden Arbeiten, vgl. Tabelle 1 am Ende dieses Abschnitts.

Da bei der hier verwendeten Meßapparatur die Meßgeschwindigkeit wesentlich größer ist als bei einer Apparatur mit zwei Detektoren, und da außerdem der Zerfall des Präparats nicht explizit ins Meßergebnis eingeht, vgl. Abschnitt 2. wurde die Richtungskorrelation dieser Kaskade nochmals gemessen. Einmal sollte die Meßgenauigkeit wesentlich erhöht werden, zum andern sollte mit dieser Messung die Eignung der Apparatur und des hier verwendeten Meßverfahrens für die Untersuchung kurzlebiger Isotope getestet werden.

Bei dieser Richtungskorrelationsmessung wurden die Fenster der entsprechenden Einkanal-Analysatoren mit einer Fensterbreite von 75 keV auf eine der beiden Linien des  $\gamma$ -Spektrums eingestellt und insgesamt  $3,5 \cdot 10^5$  echte Koinzidenzen registriert. Der Beitrag an zufälligen Koinzidenzen betrug zu Beginn einer Meßreihe etwa 20 %, am Ende etwa 10 %. Die Auswertung der Messung lieferte folgende Werte für die Größen  $q_1$  und  $q_2$ :

$$q_1 = 1,036 \pm 0,015 \quad q_2 = 1,435 \pm 0,018.$$

daraus erhält man für die experimentellen Korrelationskoeffizienten die Werte:

$$A_2' = -0,3024 \pm 0,0047 \quad A_4' = +0,1830 \pm 0,0030.$$

Zur Korrektur des endlichen Raumwinkels der Detektoren wurden bei allen Ergebnissen dieser Arbeit die Korrekturkoeffizienten von Yates [20] verwendet: im vorliegenden Fall erhält man bei den gegebenen geometrischen Verhältnissen

(Kristallgröße  $1,5'' \times 1''$  für die niederenergetische Linie,  $1,5'' \times 2''$  für die höherenergetische und Entfernung Präparat-Kristalloberfläche 10 cm) folgende Werte:

$$Q_2 = 0,9609 \qquad Q_4 = 0,8743.$$

Die endgültigen Koeffizienten der 675-keV–412-keV- $\gamma\gamma$ -Kaskade in  $\text{Hg}^{198}$  lauten somit:

$$\underline{A_2 = -0,3147 \pm 0,0049} \qquad \underline{A_4 = +0,2093 \pm 0,0034}.$$

Die theoretischen Kurven für  $A_2$  und  $A_4$  als Funktion von  $\delta$  für eine  $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade wurden bereits in Abb. 1 angegeben; man erkennt, daß die gemessenen Werte dieser Koeffizienten für  $\delta \sim 1,35$  sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmen. Eine genauere Analyse liefert für das Mischungsverhältnis des  $2 \rightarrow 2$ -Übergangs den Zahlenwert

$$\underline{\delta = -1,337 \pm 0,032}$$

Die 675-keV-Strahlung besteht somit zu 64 % aus E 2- und zu 36 % aus M 1-Strahlung. In der Tabelle 1 wird dieses Resultat mit dem Ergebnis der anderen Autoren verglichen. Die hier gemessenen Werte für  $A_2$  und  $A_4$  stimmen mit den Ergebnissen von *Schiff* und *Metzger* gut überein, dagegen sind die Werte von *Schrader* in beiden Fällen dem Betrag nach etwas zu klein. Die Meßgenauigkeit konnte bei der hier durchgeführten Untersuchung um fast eine Größenordnung gesteigert werden.

Tabelle 1: Ergebnisse der Richtungskorrelationsmessungen an der 675-keV–412-keV-Kaskade in  $\text{Hg}^{198}$

$A_2$	$A_4$	$\delta$	Autor
$-0,272 \pm 0,024$	$-0,157 \pm 0,014$	$-0,96 \pm 0,10$	<i>Schrader</i> [18]
$-0,32 \pm 0,03$	$+0,24 \pm 0,02$	$-1,22 \pm 0,22$	<i>Schiff</i> [19]
$-0,3147 \pm 0,0049$	$+0,2093 \pm 0,0034$	$-1,34 \pm 0,03$	vorl. Arbeit

#### 4. Messungen am Zerfall von $\text{Sb}^{122}$ ( $T_{1/2} = 2,8$ d)

Auch dieser Kern besitzt ein einfaches Zerfallsschema, vgl. Abb. 3, das dem von  $\text{Au}^{198}$  sehr ähnlich ist; der wesentliche Unterschied besteht im günstigeren Intensitätsverhältnis der beiden  $\gamma$ -Übergänge des Kaskade, wie es im  $\gamma$ -Spektrum der Abb. 3 zum Ausdruck kommt. Die Richtungskorrelation dieser Kaskade wurde ebenfalls bereits gemessen, und zwar von *Glaubman* [21] und von *Lindqvist* und *Marklund* [22]: die Resultate beider Arbeiten stimmen im Rahmen ihrer Meßgenauigkeit gut überein, vgl. Tabelle 2 am Ende des Abschnitts. Wie im Fall des  $\text{Au}^{198}$  sollte auch hier versucht werden, die Meßgenauigkeit zu erhöhen.

Die Fenster der Einkanal-Analysatoren wurden mit 80 keV Fensterbreite auf die entsprechenden  $\gamma$ -Linien eingestellt und insgesamt acht Meßreihen aufgenommen, deren jede 40 Messungen mit einer Meßzeit von 3000 sec umfaßte. Bei der Auswertung der einzelnen Meßreihen trat ein unerwarteter Effekt auf: die Zahlenwerte für  $q_1$  und  $q_2$  änderten sich mit der Zeit, und zwar nahmen



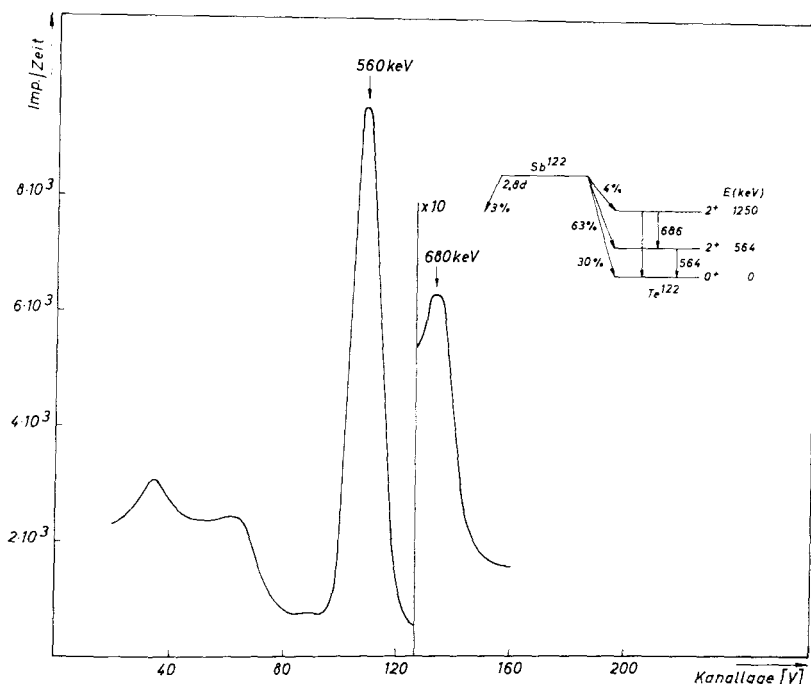


Abb. 3. Zerfallsschema von  $\text{Sb}^{122}$  (nach [17]) und  $\gamma$ -Spektrum

beide Größen ab. So besaßen bei Beginn der Untersuchung  $q_1$  und  $q_2$  die Werte  $q_1 = 1,396$  bzw.  $q_2 = 1,081$ , bei der letzten Meßreihe nach etwa 11 Tagen hatten sie sich auf  $q_1 = 1,173$  und  $q_2 = 1,020$  verringert. Nun wurde von *Lindqvist* und *Marklund* [22] bei ihren Messungen festgestellt, daß bei der Bestrahlung von natürlichem Antimon mit thermischen Neutronen eine nicht zu identifizierende Substanz entsteht, die bewirkt, daß die Anisotropie der zu messenden Kaskade mit der Zeit abnimmt: es handelte sich dort also offensichtlich um den gleichen Effekt, wie er hier beobachtet wurde. *Lindqvist* und *Marklund* verwendeten daher für ihre weiteren Messungen ein neues Präparat von  $\text{Sb}^{122}$ , das durch Bestrahlung von angereichertem  $\text{Sb}^{121}$  (97,7 %) erhalten wurde und bei dem dieser Effekt nicht auftrat.

Da ein solches Präparat hier nicht beschafft werden konnte, wurde der Versuch unternommen, aus der zeitlichen Änderung der experimentellen Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  die gesuchten Korrelationskoeffizienten der 686-keV—564-keV-Kaskade und die Art der Störung zu ermitteln. Es wurde also angenommen, daß die experimentellen Koeffizienten mit Hilfe der bekannten Beziehung für überlagerte Kaskaden,

$$A_k = \sum_i a_i A_{ki} \quad (k = 2, 4) \quad (4.1)$$

auszuwerten sind, wobei  $a_i$  die relativen Beiträge der einzelnen Kaskaden bedeuten (vgl. [15]). Im vorliegenden Fall sind die Koeffizienten  $a_i$  zeit-

abhängig, zur Summe tragen nur die gesuchte und die störende Kaskade bei. Nun sei  $a_0$  der Beitrag der gesuchten Kaskade,  $b_0$  der Beitrag der störenden Kaskade zur Zeit der ersten Messung (Zeitnullpunkt); somit gilt für diese Meßreihe:

$$A_k = \frac{1}{a_0 + b_0} (a_0 A_{k1} + b_0 A_{k2}), \quad (4.2)$$

wobei sich der Index 1 auf die gesuchte Kaskade in  $\text{Te}^{122}$ , der Index 2 auf die störende unbekannte Kaskade bezieht. Für eine Messung zum Zeitpunkt  $t$  gilt dann, mit  $\tau$  = Lebensdauer von  $\text{Sb}^{122}$  ( $\tau = 4,04$  d) und  $\Theta$  = unbekannte Lebensdauer der Störung:

$$A_k = \frac{1}{a_0 e^{-t/\tau} + b_0 e^{-t/\Theta}} (a_0 e^{-t/\tau} A_{k1} + b_0 e^{-t/\Theta} A_{k2}) \quad (4.3)$$

$$= \frac{1}{e^{-t/\tau} + x e^{-t/\Theta}} (e^{-t/\tau} A_{k1} + x e^{-t/\Theta} A_{k2})$$

mit  $x = b_0/a_0$ .

In Abb. 4 sind die experimentellen  $A_2$  und  $A_4$  der gemessenen Kaskade mit ihren Fehlern für die acht Meßreihen als Funktion der Zeit aufgetragen; die Raumwinkelkorrektur ist bereits berücksichtigt. Man erkennt, daß sich  $A_4$  wesentlich stärker mit der Zeit ändert als  $A_2$ . Nun ist  $A_{41}$  aus den Messungen der anderen Autoren ([21], [22]) näherungsweise bekannt,  $A_{41} \sim +0,30$ .

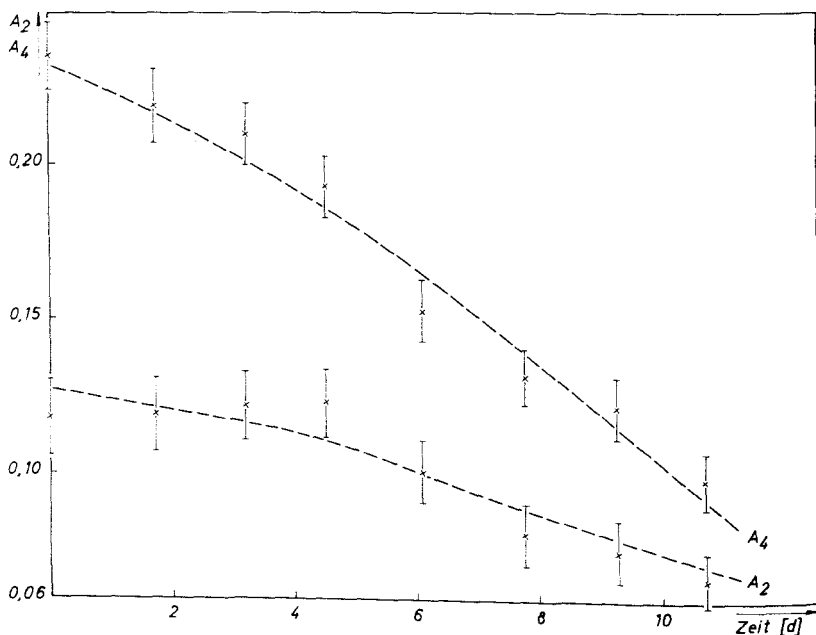


Abb. 4. Änderung der experimentellen Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  der 686-keV–564-keV-Kaskade in  $\text{Te}^{122}$  als Funktion der Zeit. Gestrichelte Kurven: Ausgleichskurven nach Gl. (4.3)

Setzt man diesen Wert und  $\tau$  in Gl. (4.3) ein, so läßt sich zeigen, daß  $\Theta$  etwa 10 Tage betragen muß, um den gemessenen zeitlichen Abfall von  $A_4$  zu erklären. Es wurde daher  $\Theta = 8,95$  d ( $T_{1/2} = 6,2$  d) gewählt; die Wahl gerade dieses Wertes wird im folgenden noch begründet. Mit diesen Werten für  $\tau$  und  $\Theta$  wurde unter Verwendung der Methode der Ausgleichsrechnung versucht, diejenigen Zahlenwerte für die  $A_{ki}$  und  $x$  zu bestimmen, die den gemessenen zeitlichen Verlauf der Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  optimal annähern. Die Ausgleichsrechnung der Meßwerte für  $A_4$  lieferte folgendes Ergebnis:

$$A_{41} = +0,302 \pm 0,007 \quad A_{42} = -0,233 \pm 0,070 \\ x = 0,15 \pm 0,02.$$

Mit diesem Resultat für  $x$  wurde nun auch die Messung für  $A_2$  ausgeglichen; es ergaben sich folgende Werte für die  $A_{2i}$ :

$$A_{21} = +0,155 \pm 0,008 \quad A_{22} = -0,006 \pm 0,008.$$

Der Funktionsverlauf, der sich mit diesen Werten der Ausgleichsrechnung nach Gl. (4.3) ergibt, ist in Abb. 4 ebenfalls eingetragen.

Die Ausgleichswerte von  $A_{21}$  und  $A_{41}$  sind die gesuchten Richtungskorrelationskoeffizienten der  $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade in  $\text{Te}^{122}$ ; man erhält damit aus Abb. 1 folgendes Mischungsverhältnis für den  $2 \rightarrow 2$ -Übergang:

$$\delta = 3,30 \pm 0,09.$$

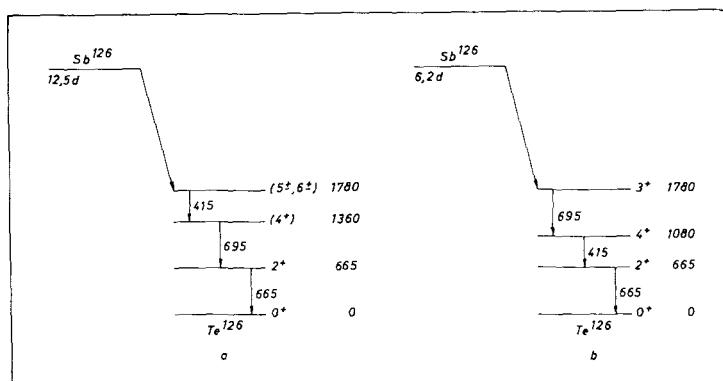
Dieses Resultat wird in Tabelle 2 mit den Ergebnissen der anderen Autoren verglichen; man erkennt, daß trotz der unbekannten Störung die Meßgenauigkeit erheblich gesteigert werden konnte.

Tabelle 2: Ergebnisse der Richtungskorrelationsmessungen an der 686-keV–564-keV-Kaskade in  $\text{Te}^{122}$

$A_2$	$A_4$	$\delta$	Autor
$+0,158 \pm 0,061$	$+0,305 \pm 0,080$	$+3,2 \pm 0,9$	<i>Glaubman</i> [21]
$+0,140 \pm 0,015$	$+0,302 \pm 0,025$	$+3,4 \pm 0,5$	<i>Lindqvist</i> [22]
$+0,155 \pm 0,008$	$+0,302 \pm 0,007$	$+3,30 \pm 0,09$	vorl. Arbeit

Nun wurde noch versucht, das störende Isotop zu ermitteln. Dabei wurden folgende Gesichtspunkte berücksichtigt: 1. das Isotop muß eine sehr starke Kaskade mit Energien zwischen 500 und 700 keV besitzen; 2. seine Lebensdauer sollte etwa 10 Tage, die Halbwertszeit also etwa 7 Tage betragen; 3. die Spinfolge der störenden Kaskade muß mit den hier bestimmten Korrelationskoeffizienten  $A_{22} = -0,006 \pm 0,008$  und  $A_{42} = -0,233 \pm 0,070$  zu interpretieren sein; 4. das Isotop sollte mit einiger Wahrscheinlichkeit bei der Bestrahlung von natürlichem Antimon mit Neutronen entstehen können.

Eine Durchmusterung des Katalogs der bekannten Zerfallsschemen führte zum Ergebnis, daß das Isotop  $\text{Te}^{126}$  zumindest einige dieser Bedingungen erfüllt. Das in [17] angegebene Zerfallsschema zeigt Abb. 5a. In [17] wird allerdings

Abb. 5. Zerfallsschemata von  $\text{Sb}^{126}$ 

a) nach [17].

b) geändertes Schema zur Deutung der Störung der Messung an  $\text{Te}^{122}$ 

für die Halbwertszeit der Wert 12,5 d angegeben; damit ist die hier gemessene Zeitabhängigkeit der Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  jedoch nicht anzupassen. In anderen Tabellen [23] der bekannten Nuklide wird die Halbwertszeit von  $\text{Sb}^{126}$  im Gegensatz dazu mit 6,2 d (somit  $\Theta = 8,95$  d) angegeben; offensichtlich ist dieser Wert auf die Messungen von *Bosch* und *Munczek* [24] zurückzuführen. Mit dieser Lebensdauer wurde die oben angegebene Ausgleichsrechnung durchgeführt, da dann alle anderen Bedingungen, die für die Störung gelten, gut erfüllt sind. Das Zerfallsschema der Abb. 5a ist nur sehr ungenau bekannt. Die 695-keV–665-keV-Kaskade wird zu 100 % beim Zerfall über den 415-keV-Übergang bevölkert, sie ist somit ungewöhnlich intensitätsstark. Mit dem durch die Ausgleichsrechnung bestimmten Anfangskonzentrationsverhältnis  $x = 0,15$  würde sich unter Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses von  $\text{Sb}^{122}$ , vgl. Abb. 3, ergeben, daß die tatsächliche Beimischung von  $\text{Sb}^{126}$  zum  $\text{Sb}^{122}$  anfangs weniger als 0,3 % betrug; dieses Isotop könnte durch (n, p)-Reaktion einer sehr geringen Beimischung von Tellur zum Antimon aus  $\text{Te}^{126}$  entstanden sein. Schließlich sind die Koeffizienten  $A_{22}$  und  $A_{42}$  mit einem  $3 \rightarrow 4 \rightarrow 2$ - bzw.  $3 \rightarrow 4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Übergang sehr gut zu interpretieren. Dies würde bedeuten, daß an Stelle des Zerfallsschemas der Abb. 5a das Schema der Abb. 5b zu setzen wäre, in dem die Reihenfolge der beiden ersten Übergänge in der Tripelkaskade vertauscht ist. Hierbei ist zu bemerken, daß die in [17] angegebene Reihenfolge der  $\gamma$ -Übergänge nur aus Gründen der Kernsystematik gefolgert und durch keine Experimente gesichert ist, ebenso wie die angegebenen Spinzuordnungen der Niveaus mit der Energie 1360 keV und 1780 keV. Somit steht der Annahme, daß es sich bei der unbekannten Beimischung um  $\text{Sb}^{126}$  handelt, nur der Widerspruch in den experimentellen Lebensdauern entgegen: alle anderen Bedingungen für die Störung werden erfüllt. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß bisher auch der Widerspruch zwischen den Ergebnissen der Messungen von *Bosch* und *Munczek* [24] und den Angaben in [17] noch nicht erklärt werden konnte. Es ist daher beabsichtigt, den Zerfall von  $\text{Sb}^{126}$  kernspektroskopisch noch einmal eingehend zu untersuchen.

### 5. Messungen am Zerfall von $\text{Ir}^{192}$ ( $T_{1/2} = 74$ d)

Am Zerfall von  $\text{Pt}^{192}$  wurden bereits von mehreren Autoren  $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen ([25]–[30]) und  $\beta\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen [31] durchgeführt, um das Mischungsverhältnis des  $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergangs zu bestimmen. Die Messung wird in diesem Fall erheblich erschwert durch das komplexe Zerfallsschema des Isotops  $\text{Ir}^{192}$ , vgl. Abb. 6. Der interessierende Übergang besitzt eine Energie von 296 keV; beim Zerfall von  $\text{Ir}^{192}$  treten jedoch noch zwei weitere Übergänge etwa gleicher Energie auf, die wegen der schlechten Energieauflösung mit einem Szintillationsspektrometer nicht getrennt werden können. Versucht man daher, die Richtungskorrelation der 296-keV–316-keV-Kaskade zu messen, so erfaßt man stets die Überlagerung

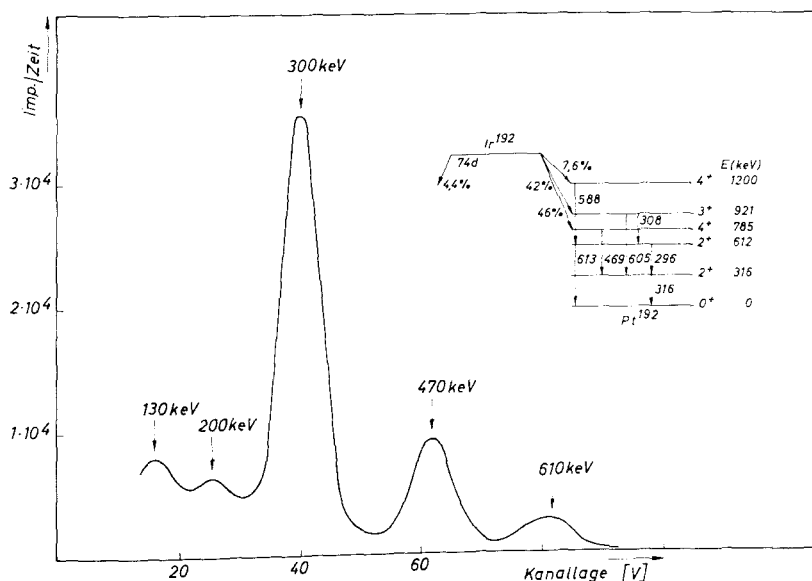


Abb. 6. Vereinfachtes Zerfallsschema (nach [17]) und  $\gamma$ -Spektrum von  $\text{Ir}^{192}$

von 3 Kaskaden, nämlich der 296-keV–316-keV-Kaskade, der 308-keV–296-keV-Kaskade und der 308-keV–296-keV–316-keV-Tripelkaskade. Für die Auswertung der Messung ist es daher von entscheidender Bedeutung, die relativen Beiträge dieser Kaskaden genau zu kennen.

Die Resultate der einzelnen Autoren unterscheiden sich nicht nur in den gemessenen Werten für  $A_2$  und  $A_4$ , sondern auch in den verwendeten Intensitätsverhältnissen der einzelnen Kaskaden, vgl. Tabelle 3 am Ende dieses Abschnitts. Der experimentell bestimmte Anteil der E 2-Strahlung beim 296-keV-Übergang schwankt daher zwischen 93% und 100% je nach Autor. Da aber gerade ein geringer M 1-Anteil bei  $\gamma$ -Übergängen in kollektiven gg-Kernen von besonderem theoretischen Interesse ist, wie in der Einleitung.

Abschnitt 1, betont wurde, sollte hier nochmals versucht werden, dieses Mischungsverhältnis genauer zu messen. Durch die Verwendung neuerer Messungen über die Intensitätsverhältnisse der  $\gamma$ -Übergänge in  $\text{Pt}^{192}$  ([17], [32]) war es zusätzlich möglich, die relativen Anteile der einzelnen Kaskaden mit größerer Sicherheit anzugeben.

Aus dem Zerfallsschema der Abb. 6 ist außerdem zu entnehmen, daß man bei der Messung der 300-keV–300-keV-Kaskade auch Beiträge von der 469-keV–316-keV-Kaskade und verschiedenen 600-keV–300-keV-Kaskaden mit erfaßt; dies zeigt sich deutlich im Koinzidenzspektrum mit der 300-keV-Linie, das in Abb. 7 angegeben ist. In dieser Figur ist auch die Analyse der 470-keV-Linie und der 600-keV-Linie eingetragen; dabei wurden als Eichspektren die  $\gamma$ -Linien von  $\text{Au}^{198}$  (412 keV) und  $\text{Cs}^{137}$  (662 keV) verwendet. Die graphische Auswertung ergibt, daß bei der Messung der 300-keV–300-keV-Richtungskorrelation die 470-keV–316-keV-Kaskade mit  $(3,9 \pm 0,3)\%$  und die 600-keV–300-keV-Kaskade mit  $(3,6 \pm 0,3)\%$  beiträgt.

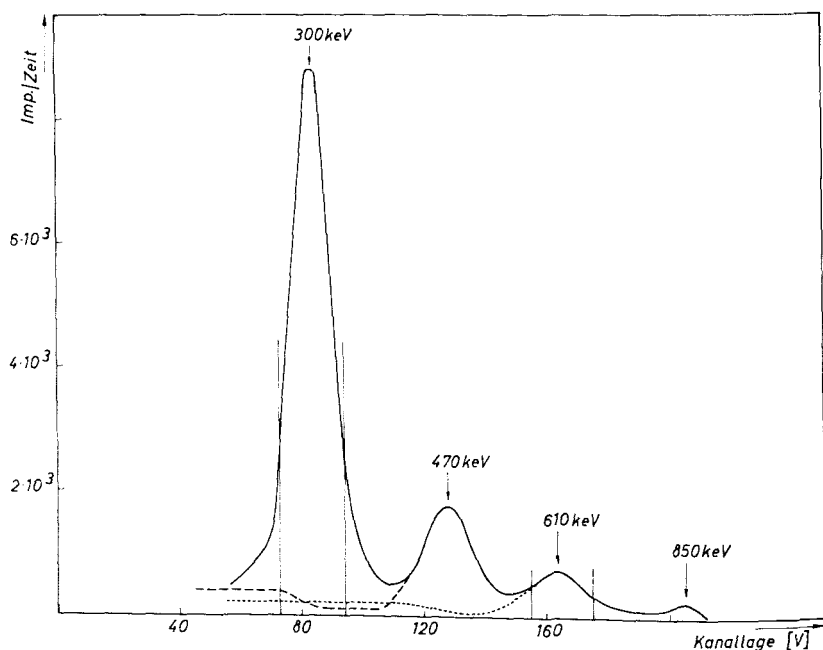


Abb. 7. Koinzidenzspektrum von  $\text{Ir}^{192}$  mit der 300-keV-Linie. Die eingezeichneten senkrechten Linien geben den Einstellungsbereich der Einkanal-Analysatoren bei den Messungen an

Um diese Störungen zu eliminieren, müssen die Korrelationsfunktionen der Kaskaden bekannt sein. Da der 785-keV-Zustand den Spin 4 besitzt, erhält man für die theoretischen Koeffizienten der 469-keV-Kaskade die Werte  $A_2 = +0,10204$  und  $A_4 = +0,0091$ . Für die 600-keV–300-keV-Kaskade können keine theoretischen Korrelationskoeffizienten angegeben werden, da

es nach dem Zerfallsschema insgesamt 4 Kaskaden dieser Energie gibt, bei denen einige Übergänge gemischt sind.

Die Richtungskorrelation dieser Kaskade wurde daher gemessen, wobei der Meßbereich der Einkanal-Analysatoren so eingestellt wurde, wie es in Abb. 7 angegeben ist. Es wurden insgesamt  $2 \cdot 10^6$  Koinzidenzen registriert, deren Auswertung folgende Werte für  $A_2$  und  $A_4$  lieferte (unter Berücksichtigung der Raumwinkelkorrektur):

$$A_2 = -0,1520 \pm 0,0070 \quad A_4 = +0,0031 \pm 0,0080.$$

Diese Zahlenwerte weichen etwas vom Resultat der Autoren [28] und [30] ab; die Ursache dafür dürfte darin zu suchen sein, daß bei der hier durchgeführten Messung wegen der begrenzten Kanalbreite der Einkanal-Analysatoren die 600-keV-Linie nicht voll vom Einkanalfenster erfaßt wurde, vgl. Abb. 7, und sich deshalb die Beiträge der einzelnen Linien mit Energien um 600 keV bei den verschiedenen Messungen unterscheiden. Da im vorliegenden Fall die Richtungskorrelationskoeffizienten dieser Kaskade jedoch nur zur Korrektur der 300-keV–300-keV-Kaskade verwendet werden sollen, ist die Differenz in den Resultaten wegen des geringen Beitrags von nur 3,6 % unerheblich.

Bei der Messung der 300-keV–300-keV-Kaskade wurden insgesamt  $1,4 \cdot 10^7$  echte Koinzidenzen registriert mit folgendem Ergebnis für  $q_1$  und  $q_2$ :

$$q_1 = 1,0705 \pm 0,0006 \quad q_2 = 1,0956 \pm 0,0007.$$

Damit erhält man die experimentellen Korrelationskoeffizienten

$$A_2' = -0,0463 \pm 0,0009 \quad A_4' = +0,0728 \pm 0,0007.$$

Eliminiert man nun die Beiträge der 469-keV–316-keV-Kaskade und der 600-keV–300-keV-Kaskade nach Gl. (4.1), so ergeben sich für die reine 300-keV–300-keV-Kaskade die Werte

$$A_2 = -0,0507 \pm 0,0015 \quad A_4 = +0,0908 \pm 0,0012;$$

die Raumwinkelkorrektur ist bereits durchgeführt.

Dieses Resultat stimmt mit den Ergebnissen der meisten Autoren gut überein, vgl. Tabelle 3 am Ende des Abschnitts.

Zur weiteren Auswertung müssen, wie bereits erwähnt, die relativen Intensitäten der einzelnen Kaskaden bekannt sein; sie wurden hier unter Berücksichtigung der Angaben in [17] und [32] folgendermaßen angenommen:

296-keV–316-keV-Kaskade:  $(34,3 \pm 0,7) \%$   $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Übergang.

308-keV–296-keV-Kaskade:  $(32,3 \pm 0,5) \%$   $3 \rightarrow 2 \rightarrow 2$ -Übergang.

308-keV–316-keV-Kaskade:  $(33,4 \pm 0,5) \%$   $3 \rightarrow 2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Übergang.

Vergleicht man diese Werte mit denen der anderen Autoren, die in Tabelle 3 mit aufgeführt sind, so erkennt man, daß hier, wie bei der Berechnung in [17], für die beiden letzten Kaskaden unterschiedliche Intensitäten angegeben werden, während sie bei fast allen anderen Autoren [27]–[30] gleich sind. Offensichtlich wurden von diesen Verfassern die Konversionsdaten der einzelnen Übergänge nicht mit berücksichtigt, die zu diesem Unterschied in der Intensität

der beiden Kaskaden führen. Die Auswertung wird nun zusätzlich dadurch erschwert, daß sowohl der  $3 \rightarrow 2$ -Übergang mit der Energie 308 keV als auch der  $2 \rightarrow 2$ -Übergang mit der Energie 296 keV gemischt ist. Die theoretischen Korrelationsfunktionen für die einzelnen Kaskaden lauten (vgl. [14]):

$2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade:

$$A_2 = A_2^F (2 \rightarrow 2) \cdot (-0,5976); A_4 = +0,3265 \cdot Q_1,$$

$3 \rightarrow 2 \rightarrow 2$ -Kaskade:

$$A_2 = A_2^F (3 \rightarrow 2) \cdot A_2^L (2 \rightarrow 2); A_4 = A_4^F (3 \rightarrow 2) \cdot A_4^L (2 \rightarrow 2),$$

$3 \rightarrow 2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade:

$$A_2 = -0,2988 \cdot A_2^F (3 \rightarrow 2) + 0,4269 \cdot A_2^F (3 \rightarrow 2) \cdot Q_1$$

$$A_4 = +0,7127 \cdot A_4^F (3 \rightarrow 2) - 1,0181 \cdot A_4^F (3 \rightarrow 2) \cdot Q_1.$$

Die Koeffizienten  $A_\nu^F$  ( $\nu = 2, 4$ ) für einen  $3 \rightarrow 2$ - und einen  $2 \rightarrow 2$ -Übergang sind in Abb. 8 und 9 angegeben.  $Q_1$  ist der relative Anteil der Quadrupolstrahlung beim  $2 \rightarrow 2$ -Übergang, also  $\delta_1^2/(1 + \delta_1^2)$ ; er ist in Abb. 8 als

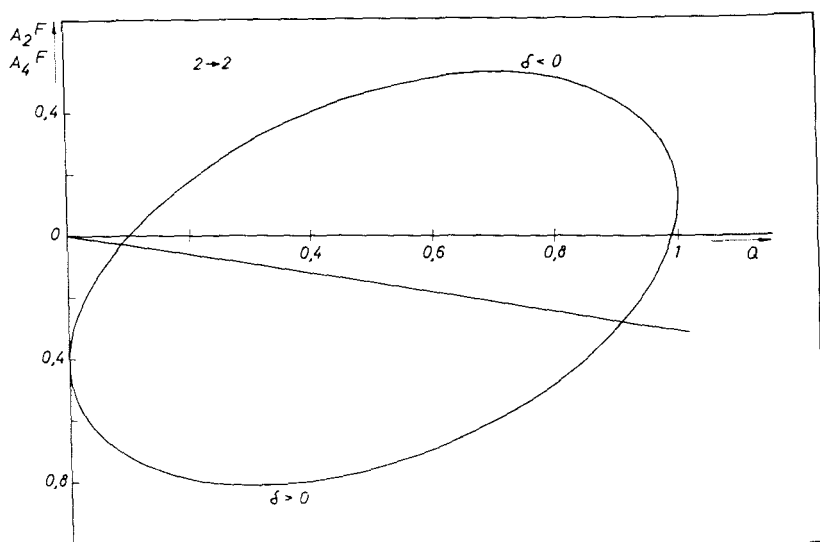
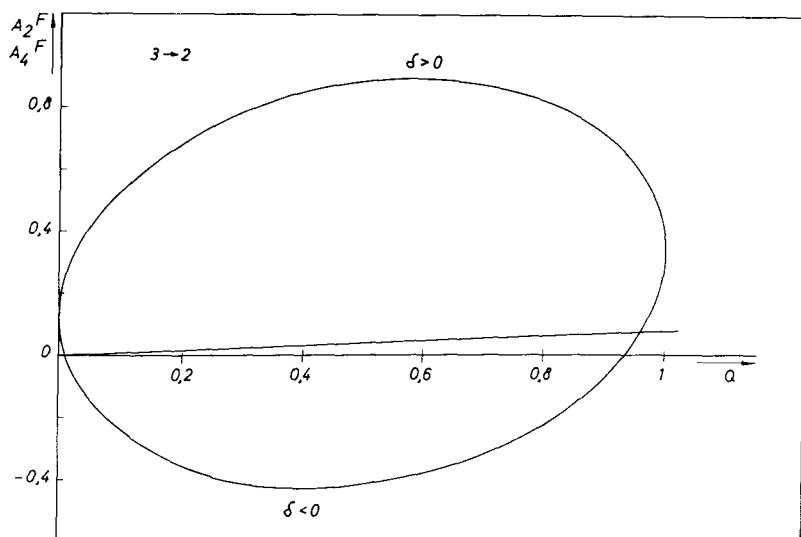


Abb. 8.  $A_2^F$  und  $A_4^F$  als Funktion von  $Q = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2}$  für einen  $2 \rightarrow 2$ -Übergang

Abszisse aufgetragen. Der Index  $F$  bzw.  $L$  bei den Koeffizienten  $A_\nu$  weist darauf hin, daß ihr Zahlenwert davon abhängt, ob der Übergang als erster ( $F$ ) oder zweiter ( $L$ ) in der Kaskade auftritt. Beim  $2 \rightarrow 2$ -Übergang äußert sich dies nur im Vorzeichen von  $\delta$ ; das Vorzeichen muß geändert werden, wenn an Stelle von  $A_2^F (2 \rightarrow 2)$  die Größe  $A_2^L (2 \rightarrow 2)$  auftritt, vgl. [33], [34]. Diese Tatsache der Vorzeichenumkehr von  $\delta$  wird oft übersehen; sie scheint



Abb. 9.  $A_2^F$  und  $A_4^F$  als Funktion von  $Q$  für einen  $3 \rightarrow 2$ -Übergang

z. B. von *Simons et al.* [30] bei der Auswertung ihrer Ergebnisse nicht berücksichtigt worden zu sein, da ihre experimentellen Resultate nur dann mit den angegebenen Mischungsverhältnissen in Einklang stehen, wenn man in  $A_2^F$  ( $2 \rightarrow 2$ ) und  $A_2^L$  ( $2 \rightarrow 2$ ) stets das negative Vorzeichen für  $\delta$  einsetzt. Die Auswertung der Messung ist nun mit Gl. (4.1) durchzuführen: man erhält mit den oben angegebenen Intensitäten der einzelnen Kaskaden unter Berücksichtigung der Fehler folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned}
 & -0,0507 \pm 0,0015 = \\
 & -0,2050 \cdot A_2^F(2 \rightarrow 2) + A_2^F(3 \rightarrow 2) [0,3230 \cdot A_2^L(2 \rightarrow 2) \\
 & + 0,1426 \cdot Q_1 - 0,0998] \\
 & \pm [0,004 \cdot A_2^F(2 \rightarrow 2) + 0,005 \cdot A_2^L(2 \rightarrow 2) \cdot A_2^F(3 \rightarrow 2) - 0,003 \cdot A_2^F \\
 & (3 \rightarrow 2)] \\
 & + 0,0908 \pm 0,0012 = \\
 & + 0,2380 \cdot A_4^F(3 \rightarrow 2) + Q_1 [0,1120 - 0,4386 \cdot A_4^F(3 \rightarrow 2)] \\
 & \pm [0,0021 + 0,010 \cdot A_4^F(3 \rightarrow 2)].
 \end{aligned}$$

wobei in den Fehlerangaben auf der rechten Seite  $Q_1$  durch seinen Maximalwert 1 ersetzt ist.

Die Auswertung dieses Gleichungssystems erfolgt am einfachsten mit Hilfe der Abb. 8 und 9. Es zeigt sich dann, daß zwei Lösungsbereiche existieren:

- a)  $Q_1 \sim 0,83$   $\delta_1 \sim -2,20$  für den  $2 \rightarrow 2$ -Übergang.  
 $Q_2 \sim 0,60$   $\delta_2 \sim -1,22$  für den  $3 \rightarrow 2$ -Übergang.

Diese Lösung widerspricht allen Ergebnissen der Messung von Konversionskoeffizienten, die beim 308-keV-Übergang ( $3 \rightarrow 2$ ) nur eine kleine M 1-Beimischung zulassen.

- b)  $Q_1 \sim 0,98$   $\delta_1 \sim -6,7$  für den  $2 \rightarrow 2$ -Übergang,  
 $Q_2 \sim 0,94$   $\delta_2 > |4|$  für den  $3 \rightarrow 2$ -Übergang.

Diese Lösungen stimmen mit den Konversionsdaten gut überein. Für den Betrag des Mischungsverhältnisses  $\delta_2$  des  $3 \rightarrow 2$ -Übergangs läßt sich im Fall b) aus der Richtungskorrelationsmessung nur eine untere Grenze angeben, da für  $\delta_2 > +4$  stets eine Lösung des obigen Gleichungssystems existiert.

Variiert man nun noch die einzelnen verfügbaren Parameter innerhalb der Fehlergrenzen, die bei den beiden Gleichungen angegeben sind, so kommt man schließlich zu folgendem Resultat: Das Mischungsverhältnis des interessierenden  $2 \rightarrow 2$ -Übergangs der Energie 296 keV beträgt

$$\delta_1 = -6,7 \pm 0,5,$$

wobei im Fehler die Unsicherheiten bei der Bestimmung der relativen Intensitäten mit berücksichtigt sind. Der Anteil der M 1-Strahlung beträgt also 2,2 % in sehr guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der  $\beta\gamma$ -Richtungskorrelationsmessung von *Butt* und *Dutta* [31], die einen Beitrag von 2 bis 2,5 % angeben.  $\delta_2$  ist nicht eindeutig bestimmbar; die E 2-Beimischung beträgt hier  $Q_2 = 0,97 \pm 0,03$ ,  $|\delta_2| > 4$ .  $\delta_2$  ist wahrscheinlich positiv für  $4 \leq \delta_2 \leq 8$ , während für  $|\delta_2| > 8$  beide Vorzeichen möglich sind.

*Butt* und *Dutta* finden beim  $3 \rightarrow 2$ -Übergang eine M 1-Beimischung von etwa 7 % mit negativer Phase, doch sind ihre Resultate auch mit einem geringeren M 1-Anteil zu interpretieren. Auch hier ist also die Übereinstimmung beider Arbeiten sehr befriedigend. Setzt man dieses Resultat für  $\delta_1$  in die Gln. (1.2) und (1.3) ein, so erhält man für die  $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade:

$$A_2 = -0,1765 \pm 0,0060 \quad A_4 = +0,3193 \pm 0,0013;$$

diese Werte sind in Abb. 1 eingezeichnet.

In der folgenden Tabelle 3 sind alle bisher bekannten  $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen an der 300-keV—300-keV-Kaskade in  $\text{Pt}^{192}$  zusammengestellt. Die

Tabelle 3: Ergebnisse der Richtungskorrelationsmessungen an der 300-keV—300-keV-Kaskade in  $\text{Pt}^{192}$

$A_2$	$A_4$	Kaskadenintensität			Autor
		A %	B %	C %	
$-0,08 \pm 0,06$	$+0,10 \pm 0,07$				[25]
$-0,056 \pm 0,004$	$+0,093 \pm 0,005$				[26]
$-0,096 \pm 0,011$	$+0,128 \pm 0,016$	43,3	28,6	28,6	[27]
$-0,058 \pm 0,005$	$+0,116 \pm 0,008$	38,8	30,6	30,6	[28]
$-0,052 \pm 0,003$	$+0,090 \pm 0,004$	32,5	26,0	26,3	[29]
$-0,051 \pm 0,003$	$+0,096 \pm 0,004$	37,2	31,4	31,4	[30]
$-0,0681$	$+0,0951$	34,3	32,0	33,7	[17]
$-0,0507 \pm 0,0015$	$+0,0908 \pm 0,0012$	34,3	32,3	33,4	vorl. Arbeit

von den einzelnen Autoren berechneten Mischungsverhältnisse sind nicht mit angegeben, da in den meisten Fällen keine Angaben über Fehlerabschätzungen gemacht wurden. Dagegen sind zum Vergleich die verwendeten Intensitätsverhältnisse für die drei Kaskaden mit aufgeführt, da sie für die Auswertung der Messungen wichtig sind. Es bedeuten:  $A = 2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade,  $B = 3 \rightarrow 2 \rightarrow 2$ -Kaskade und  $C = 3 \rightarrow 2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade. Außerdem sind die theoretischen Werte nach [17] mit angegeben, bei denen  $\delta_1 = -4.9$  und  $\delta_2 = -4.9$  angenommen wird.

## 6. Messungen am Zerfall von $\text{Br}^{82}$ ( $T_{1/2} = 36$ h)

Das Zerfallsschema des Isotops  $\text{Br}^{82}$ , das in Abb. 10 angegeben ist, enthält eine Reihe hochenergetischer  $\gamma$ -Linien, die bei der Messung an der interessierenden 698-keV–777-keV-Kaskade zur Richtungskorrelation beitragen. Richtungskorrelationsmessungen an Kaskaden, die über den 777-keV-Übergang zum Grundzustand führen, waren zum Zeitpunkt, als diese Untersuchung durchgeführt wurde, bereits von *Waddel* und *Jensen* [35] und von *Benczer-Koller* [36] unternommen worden, allerdings keine Messungen an der 698-keV–777-keV-Kaskade. Von *Sakai* et al. [37] wurde versucht, die Richtungskorrelation dieser Kaskade durch Messung am Zerfall von  $\text{Rb}^{82}$  zu bestimmen; die Verfasser geben für das Mischungsverhältnis des  $2 \rightarrow 2$ -Übergangs in  $\text{Kr}^{82}$  den Wert  $\delta = -5.8_{-2.2}^{+5.3}$  an, machen jedoch keine Aussage über die gemessenen Korrelationskoeffizienten  $A_2$  und  $A_4$ .

Nach Abschluß der vorliegenden Untersuchung erschien eine Arbeit von *Simons* et al. [38], in der eine Reihe von Richtungskorrelationsmessungen am Zerfall von  $\text{Br}^{82}$  mitgeteilt werden.

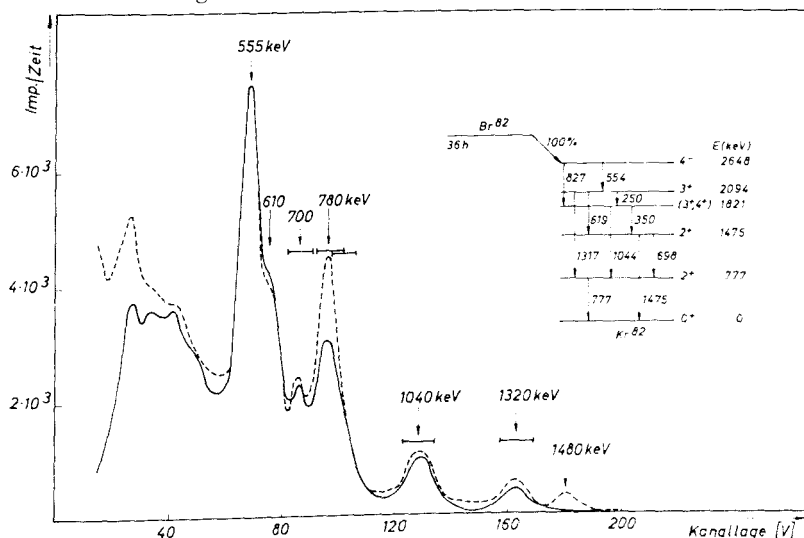


Abb. 10. Zerfallsschema von  $\text{Br}^{82}$  (nach [17])

Gestrichelte Kurve:  $\gamma$ -Spektrum von  $\text{Br}^{82}$

Ausgezogene Kurve: Koinzidenzspektrum zur 780-keV-Linie (die Koinzidenzlinie bei 780 keV ist z. T. auf zufällige Koinzidenzen zurückzuführen)

Waagrechte Linien: Einstellungsbereiche der Einkanal-Analysatoren bei den einzelnen Messungen

Die Resultate dieser Autoren stimmen, wie im folgenden gezeigt wird, nur zum Teil mit den hier gemessenen Werten überein.

Nach Abb. 10 tragen folgende Kaskaden zur Richtungskorrelationsmessung an der 698-keV—777-keV-Kaskade bei:

- a) 1317-keV—777-keV-Kaskade,
- b) 1042-keV—777-keV-Kaskade,
- c) 827-keV—777-keV-Kaskade.

Die Spinzuordnung einiger Niveaus, über die diese Kaskaden führen, sind noch nicht sicher bekannt; daher sollte versucht werden, mit der experimentellen Richtungskorrelation dieser Kaskaden, die zur Korrektur der 698-keV—777-keV-Kaskade benötigt werden, auch die Spinwerte nochmals zu überprüfen.

#### a) 1317-keV—777-keV-Kaskade

Die Fenster der Einkanal-Analysatoren wurden so eingestellt, wie es für diese und die folgenden Messungen in Abb. 10 eingezeichnet ist. Es wurden insgesamt  $6 \cdot 10^5$  echte Koinzidenzen gemessen, deren Auswertung für  $q_1$  und  $q_2$  die Werte ergab:

$$q_1 = 0,9424 \pm 0,0053 \qquad q_2 = 0,9799 \pm 0,0027.$$

Damit erhält man unter Berücksichtigung der Raumwinkelkorrektur die Korrelationskoeffizienten

$$A_2 = -0,0107 \pm 0,0057 \qquad A_4 = -0,0409 \pm 0,0059.$$

Dieses Resultat stimmt zwar für  $A_2$ , nicht aber für  $A_4$  mit den Resultaten der Autoren [35] und [36] überein. Die Spinzuordnung  $3^-$ , die von den Verfassern angegeben und auch durch Konversionsmessungen, vgl. [17], nahegelegt wird, ist mit den hier gemessenen Werten für  $A_2$  und  $A_4$  nicht verträglich. Da  $A_2^L(2 \rightarrow 0) = -0,5976$  und  $A_4^L(2 \rightarrow 0) = -1,0690$  beträgt, erhält man aus dem Meßergebnis für die  $A_v^F(3 \rightarrow 2)$  die experimentellen Werte

$$A_2^F(3 \rightarrow 2) = +0,0179 \pm 0,0088$$

$$A_4^F(3 \rightarrow 2) = +0,0383 \pm 0,0058.$$

Nach Abb. 9 gibt es für diese Werte keinen gemeinsamen Zahlenwert für  $\delta$  bzw.  $Q$ . Da keine systematischen Meßfehler bei wiederholten Richtungskorrelationsmessungen an dieser Kaskade festgestellt werden konnten, wurde versucht, die Diskrepanz auf andere Weise zu deuten. Eine mögliche Erklärung beruht auf der Tatsache, daß das Zerfallsschema von  $\text{Br}^{82}$  bisher nicht sehr eingehend untersucht wurde und daß es sich bei den angeregten Zuständen von  $\text{Kr}^{82}$  um ein Vibrationsspektrum handelt. In diesem Fall ist bei einer Energie zwischen 1800 keV und 2000 keV ein  $0^+$ -Zustand zu erwarten, der zum 2-Phononen-Triplet gehört. Es wurde daher angenommen, daß dem 1317-keV-Übergang ein  $0^+ \rightarrow 2^-$ -Übergang geringer Intensität beigemischt ist. Da für eine  $0^+ \rightarrow 2^- \rightarrow 0^+$ -Kaskade der  $A_4$ -Wert extrem groß ist,  $A_4 = -1,1428$ , wäre damit der zu kleine experimentelle  $A_4$ -Wert zu deuten. Testmessungen, bei denen die Einstellung des Einkanal-fensters auf die 1317-keV-

Linie variiert wurde, scheinen diese Annahme zu bestätigen; allerdings reichte die Meßgenauigkeit nicht für eine sichere Entscheidung aus. Da dieses Problem beim hier gestellten Thema nur untergeordnete Bedeutung besitzt, hinsichtlich der Kernsystematik jedoch sehr interessant ist, werden im Augenblick weitere Messungen am Zerfall von  $\text{Br}^{82}$  durchgeführt, um diese Frage endgültig zu klären.

Nimmt man die Beimischung einer  $0^+ \rightarrow 2^- \rightarrow 0^+$ -Kaskade an, so läßt sich aus den experimentellen Werten für  $A_2$  und  $A_4$  das Mischungsverhältnis  $\delta$  des  $3 \rightarrow 2$ -Übergangs und die Beimischung der störenden Kaskade berechnen; man erhält folgendes Resultat:

Beimischung der  $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^-$ -Kaskade bei der in Abb. 10 angegebenen Einstellung:  $(3,0 \pm 0,5)\%$ .

Mischungsverhältnis des  $3 \rightarrow 2$ -Übergangs:  $\delta = -4,09 \pm 0,15$ .

Die reine  $3 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade besitzt somit folgende Richtungskorrelationskoeffizienten:

$$A_2 = -0,0161 \pm 0,0065 \quad A_4 = -0,0771 \pm 0,0080.$$

Diese Werte stimmen mit den Ergebnissen der Autoren [36] und [37] sehr gut überein. Wie an anderer Stelle gezeigt werden soll, beruht die Tatsache, daß bei dieser Messung im Gegensatz zu denen der anderen Autoren ein  $0 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Übergang nachgewiesen werden konnte, auf dem hier verwendeten Verfahren.

#### b) 1042-keV - 777-keV-Kaskade

Nach dem Zerfallsschema, Abb. 10, trägt zur Richtungskorrelation der 1042-keV - 777-keV-Kaskade noch die 1317-keV - 777-keV-Kaskade und die 827-keV - 1044-keV-Kaskade bei. Zur Bestimmung dieser Beiträge wurde das Koinzidenzspektrum, Abb. 10, verwendet und das Profil der einzelnen Linien wiederum mit Hilfe von Eichspektren bestimmt. Als Eichstrahler wurden verwendet:  $\text{Cs}^{137}$  (662 keV),  $\text{Mn}^{54}$  (840 keV) und  $\text{Na}^{22}$  (511 keV und 1128 keV). Folgende relative Intensitäten wurden graphisch ermittelt:

$$1317\text{-keV} - 777\text{-keV-Kaskade: } (27 \pm 3) \cdot 10^{-6}$$

$$827\text{-keV} - 1044\text{-keV-Kaskade: } (15 \pm 2) \cdot 10^{-6}$$

Die Koeffizienten der 1317-keV - 777-keV-Kaskade sind bereits bekannt: diejenigen der 827-keV - 1044-keV-Kaskade stimmen im vorliegenden Fall mit denen der reinen 827-keV - 777-keV-Kaskade überein, vgl. [14], deren Messung unter c) beschrieben wird. Bei der Untersuchung der 1044-keV - 777-keV-Kaskade wurden insgesamt  $10^6$  echte Koinzidenzen registriert, deren Auswertung folgende Werte für  $q_1$  und  $q_2$  ergab:

$$q_1 = 1,0412 \pm 0,0045 \quad q_2 = 0,9516 \pm 0,0030$$

Daraus erhält man die unkorrigierten experimentellen Koeffizienten

$$A_2' = +0,0621 \pm 0,0040 \quad A_4' = -0,0033 \pm 0,0035$$

Eine weitere Auswertung ist erst unter Verwendung der Ergebnisse der folgenden Messung möglich.

**c) 827-keV—777-keV-Tripelkaskade**

Nach dem Zerfallsschema wird die Richtungskorrelation dieser Kaskade durch Beiträge folgender Kaskaden gestört:

$$1317\text{-keV—777-keV-Kaskade: } (14 \pm 2) \%,$$

$$1040\text{-keV—777-keV-Kaskade: } (20 \pm 3) \%.$$

Diese prozentualen Anteile wurden wiederum aus dem Koinzidenzspektrum graphisch ermittelt.

Es wurden bei dieser Messung ebenfalls  $10^6$  Koinzidenzen registriert mit folgendem Resultat für  $q_1$  und  $q_2$ :

$$q_1 = 1,0690 \pm 0,0050 \quad q_2 = 0,9685 \pm 0,0035;$$

die experimentellen Korrelationskoeffizienten ergeben sich damit zu

$$A_2' = +0,0605 \pm 0,0045 \quad A_4' = +0,0173 \pm 0,0035.$$

Wegen der gegenseitigen Beeinflussung des Kaskaden b) und c) müssen beide Messungen gemeinsam ausgewertet werden; man erhält dann nach Gl. (4.1) unter Berücksichtigung der Raumwinkelkorrektur:

für die 1044-keV—777-keV-Kaskade:

$$A_2 = +0,0987 \pm 0,0094 \quad A_4 = +0,0027 \pm 0,0095,$$

für die 827-keV—777-keV-Kaskade:

$$A_2 = +0,068 \pm 0,016 \quad A_4 = +0,036 \pm 0,014.$$

**d) Interpretation der Richtungskorrelationsmessungen b) und c)**

Das Resultat für die 1044-keV—777-keV-Kaskade stimmt mit dem Ergebnis von *Simons* et al. gut überein, die folgende Werte für die Koeffizienten dieser Kaskade angeben:  $A_2 = +0,088 \pm 0,019$  und  $A_4 = +0,009 \pm 0,028$ . Für die 827-keV—777-keV-Kaskade konnte dagegen keine Übereinstimmung für  $A_2$  erzielt werden; die in [38] angegebenen Werte lauten:  $A_2 = +0,18 \pm 0,03$  und  $A_4 = +0,018 \pm 0,048$ . Auf eine mögliche Erklärung dieser Diskrepanz soll an anderer Stelle eingegangen werden; offensichtlich spielt die unterschiedliche Bewertung der einzelnen Beiträge zur experimentellen Korrelation dabei eine wesentliche Rolle.

Nun soll noch gezeigt werden, daß das Resultat der beiden Richtungskorrelationsmessungen den Spin für das 1821-keV-Niveau in  $\text{Pt}^{182}$  eindeutig festlegt. Die Koeffizienten der 1044-keV—777-keV-Kaskade lassen zwei mögliche Spinwerte zu: 3 und 4, da es sich beim zweiten  $\gamma$ -Übergang um die Spinfolge  $2 \rightarrow 0$  handelt. Besitzt der Spin des 1821-keV-Niveaus den Wert 3, so ist die 1044-keV-Strahlung gemischt mit einem Mischungsverhältnis  $\delta = -0,25 \pm 0,02$ .

Die Messung an der 827-keV—777-keV-Kaskade ermöglicht es, zwischen diesen beiden Alternativen zu entscheiden. Man kann sofort zeigen, daß die gemessenen Werte für  $A_2$  und  $A_4$  nicht mit einer  $4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade zu deuten sind, bei der das Mischungsverhältnis für den  $3 \rightarrow 2$ -Übergang 0,25 beträgt. Für einen  $4 \rightarrow 4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Übergang erhält man jedoch im Rahmen der Meß-

genauigkeit einen gemeinsamen Werte des Mischungsverhältnisses für die beiden experimentellen Werte von  $A_2$  und  $A_4$ , vgl. Abb. 11. Hier ist zu berücksichtigen, daß eine  $4 \rightarrow 4 \rightarrow 2$ -Kaskade und eine  $4 \rightarrow 4 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Tripelkaskade gleiche theoretische Koeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  besitzt. Das Mischungsverhältnis des  $4 \rightarrow 4$ -Übergangs beträgt in diesem Fall  $\delta = -0,40 \pm 0,10$ . Diese Spinzunordnung 4 für das 1821-keV-Niveau stimmt mit der Interpretation von *Sijmons et al.* überein; wegen des anderen Resultats für  $A_2$  erhalten diese Autoren ein Mischungsverhältnis  $\delta = -0,06 \pm 0,06$ .

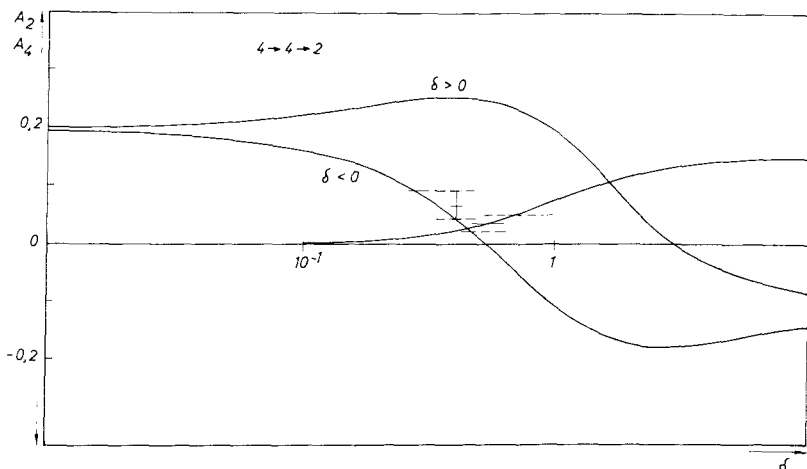


Abb. 11.  $A_2$  und  $A_4$  als Funktion von  $\delta$  für eine  $4 \rightarrow 4 \rightarrow 2$ -Kaskade. Die Ergebnisse der Richtungskorrelationsmessung an der 827-keV–777-keV-Kaskade in  $\text{Kr}^{82}$  sind eingezeichnet

Wie erwähnt, werden zur Zeit weitere Richtungskorrelationsmessungen am Zerfall von  $\text{Br}^{82}$  durchgeführt, um die hier gewonnenen Resultate zu ergänzen und durch Messung an einigen weiteren Kaskaden die bestehenden Diskrepanzen aufzuklären. Nach Abschluß dieser Untersuchung, die allerdings auf die Bestimmung der Richtungskorrelation des  $2 \rightarrow 2$ -Übergangs keinen Einfluß haben dürfte, wird über die Ergebnisse an anderer Stelle berichtet werden.

#### e) Richtungskorrelation der 689-keV–777-keV-Kaskade

Die Fenstereinstellung der Einkanal-Analysatoren bei dieser Messung ist ebenfalls in Abb. 10 eingetragen. Es wurden insgesamt  $2 \cdot 10^6$  echte Koinzidenzen registriert; das Ergebnis für die Größen  $q_1$  und  $q_2$  lautete:

$$q_1 = 1,0360 \pm 0,0045 \quad q_2 = 1,1061 \pm 0,0042.$$

Damit erhält man für die unkorrigierten experimentellen Koeffizienten die Werte:

$$A_2' = -0,0710 \pm 0,0052 \quad A_4' = +0,0622 \pm 0,0044.$$

Zur gemessenen Korrelation tragen nach dem Koinzidenzspektrum noch folgende Kaskaden bei:

$$\begin{aligned} 1317\text{-keV}-777\text{-keV-Kaskade: } (15 \pm 2) \% \\ 1042\text{-keV}-777\text{-keV-Kaskade: } (20 \pm 3) \% \\ 827\text{-keV}-777\text{-keV-Kaskade: } (11 \pm 2) \% \end{aligned}$$

der Gesamtbeitrag an störenden Kaskaden ist in diesem Fall also sehr hoch. Die Messung ist wiederum nach Gl. (4.1) auszuwerten; für die Richtungskorrelationskoeffizienten der reinen 698-keV-777-keV-Kaskade erhält man nach der Berücksichtigung der Raumwinkelkorrektur:

$$\underline{A_2 = -0.245 \pm 0.046} \quad \underline{A_4 = +0.176 \pm 0.040.}$$

Die Fehlerangaben bei diesem Resultat berücksichtigen auch die Fehler bei der Bestimmung der relativen Intensitäten der störenden Kaskaden; der Fehler wird vor allem durch diese große Störung verursacht. Da die Linie von 700 keV im Koinzidenzspektrum nur schwach ausgeprägt ist, vgl. Abb. 10, ist es nicht möglich, die Beimischungen hier genauer zu bestimmen und dadurch die Fehler von  $A_2$  und  $A_4$  zu reduzieren. Vergleicht man dieses Resultat mit dem Ergebnis der Messung von *Simons et al.*,  $A_2 = -0.27 \pm 0.06$  und  $A_4 = +0.25 \pm 0.08$ , so erhält man innerhalb der Fehlergrenzen eine befriedigende Übereinstimmung.

Die Auswertung dieses Resultats mit Hilfe der Abb. 1 liefert folgendes Mischungsverhältnis für den 698-keV-Übergang in  $\text{Kr}^{82}$ :

$$\underline{\delta = -1.1 \pm 0.3.}$$

Dieser Wert wird in Tabelle 4 mit den Angaben der anderen Autoren verglichen: es ist ersichtlich, daß trotz der Schwierigkeit der Messung der Fehler auch hier stark reduziert werden konnte.

Tabelle 4: Mischungsverhältnisse des 698 keV-Übergangs in  $\text{Kr}^{82}$

$A_2$	$A_4$	$\delta$	Autor
—	—	$-5.8 \pm 5.3$ $-22$	<i>Sakai</i> [37]
$-0.27 \pm 0.06$	$-0.25 \pm 0.08$	$-2.9 \pm 1.8$	<i>Simons et al.</i> [38]
$-0.245 \pm 0.046$	$-0.176 \pm 0.040$	$-1.1 \pm 0.3$	vorl. Arbeit

## 7. Diskussion

Im ersten Teil der Tabelle 5 sind die Mischungsverhältnisse, deren Messung in den Abschnitten 3 bis 6 beschrieben wurde, nochmals zusammengestellt; im zweiten Teil sind Mischungsverhältnisse einiger Isotope in der Nachbarschaft der hier untersuchten Kerne angegeben.

Zu diesen Zahlenwerten ist noch folgendes zu bemerken: beim zweiten angeregten Zustand von  $\text{Sr}^{86}$  ist es nicht sicher, ob der Spin 2 oder 4 beträgt; beide Zuordnungen sind mit dem Ergebnis der Richtungskorrelationsmessung



Tabelle 5: Experimentelle Mischungsverhältnisse der  $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergänge

Kern	$\delta$	$E_\gamma$ (MeV)	$\log(\delta/E_\gamma)^2$	Autor
Kr <sup>82</sup>	$-1,1 \pm 0,3$	0,698	$0,40 \pm 0,30$	vorl. Arb.
Te <sup>122</sup>	$+3,30 \pm 0,07$	0,686	$1,36 \pm 0,03$	vorl. Arb.
Te <sup>192</sup>	$-6,7 \pm 0,5$	0,296	$2,70 \pm 0,07$	vorl. Arb.
Hg <sup>198</sup>	$-1,337 \pm 0,032$	0,675	$0,59 \pm 0,02$	vorl. Arb.
Kr <sup>84</sup>	$-0,91$ od. $-2$	1,01	$-0,1$ bis $+0,6$	[39]
Sr <sup>86</sup>	$(-0,17 \pm 0,05)$	1,16	$(-1,7 \pm 0,3)$	[17]
Te <sup>124</sup>	$+4,1 \pm 0,6$	0,722	$1,50 \pm 0,12$	[40]
Te <sup>126</sup>	$\div 8,8$ $\div 2,6$ $-1,7$	0,747	$2,15 \pm 0,20$	[41]
Pt <sup>194</sup>	$+29,1 \pm 25,8$	0,294	$2,1 - 4,6$	[9]
Pt <sup>196</sup>	$+5,0 \pm 0,5$	0,333	$2,36 \pm 0,08$	[42]
Hg <sup>200</sup>	$(-0,22)$	0,600	$(-0,85)$	[17]

verträglich. Aus diesem Grund ist das Mischungsverhältnis in der Tabelle eingeklammert. Das gleiche gilt für das zweite angeregte Niveau in Hg<sup>200</sup>, bei dem die Zuordnung noch deshalb schwierig ist, weil einige dicht benachbarte Niveaus bei etwa 600 keV auftreten. Das Mischungsverhältnis für den  $2 \rightarrow 2$ -Übergang in Te<sup>124</sup> ist einer soeben erschienenen Arbeit von *Glaubmann* und *Oberholtzer* [40] entnommen; das Resultat dieser Autoren ist wesentlich zuverlässiger als die älteren Angaben von *Lindqvist* und *Marklund* [22], da zum Zeitpunkt der damaligen Messungen das Zerfallsschema von Sb<sup>124</sup> nur ungenau bekannt war. Nach dem Einteilchenmodell gilt für das Intensitätsverhältnis von E 2- zu M 1-Strahlung die Beziehung (vgl. [43]):

$$\delta^2 = 2,33 \cdot 10^{-6} \cdot A^{4/3} \cdot E_\gamma^2 \quad (5.1)$$

wobei  $E_\gamma$  die  $\gamma$ -Energie in MeV und  $A$  die Massenzahl des Isotops bedeutet.

Wegen der Energieabhängigkeit in (5.1) verwendet man zum Vergleich experimenteller Mischungsverhältnisse üblicherweise die Größe  $(\delta/E_\gamma)^2$ , deren Logarithmus in Tabelle 5 ebenfalls angegeben ist. In Abb. 12 sind diese Zahlenwerte nochmals als Funktion der Massenzahl  $A$  aufgetragen, zusammen mit dem Einteilchenwert nach Gl. (5.1). Da, wie in der Einleitung erwähnt, die Abschätzung für  $\delta$  nach dem Kollektivmodell nicht mehr aufrecht erhalten werden kann, ist der Einteilchenwert die einzige theoretische Größe, mit der im Augenblick die experimentellen Ergebnisse unmittelbar verglichen werden können. Wie aus Abb. 12 hervorgeht, sind die tatsächlichen Mischungsverhältnisse stets um mehrere Größenordnungen größer als der Einteilchenwert. Die Ursache dafür ist ganz offensichtlich das kollektive Verhalten der Kerne, da bei Kollektivanregung die Übergangswahrscheinlichkeit für E 2-Strahlung erhöht, für M 1-Strahlung dagegen stark reduziert wird: beide Effekte wirken also in der gleichen Richtung und bewirken große Werte für  $\delta$ .

Von verschiedenen Verfassern, z. B. von *Potnis* und *Rao* [41], wurde bereits versucht, systematische Gesetzmäßigkeiten für die experimentellen Mischungsverhältnisse von  $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergängen in gg-Kernen aufzufinden. Dieses Vorhaben wird außerordentlich erschwert durch die Tatsache, daß viele in

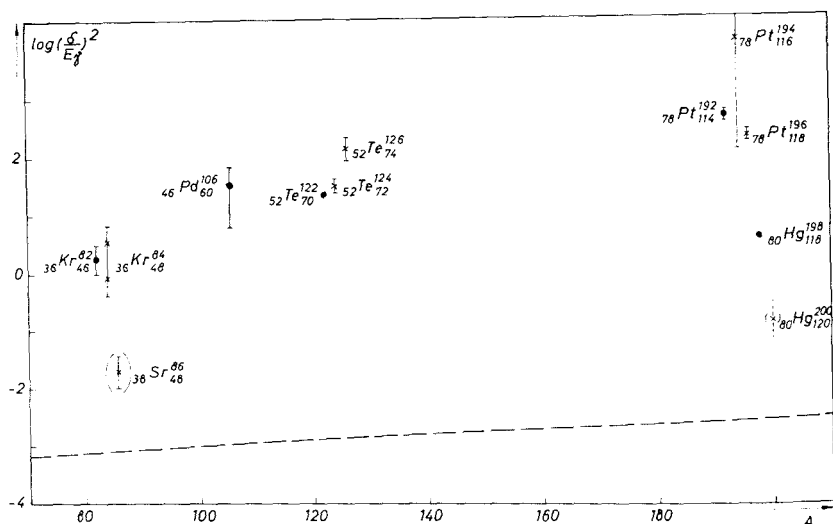


Abb. 12. Experimentelle Intensitätsverhältnisse von E 2- zu M 1-Strahlung für 2- → 2-Übergänge als Funktion der Massenzahl A

● Meßwerte der vorliegenden Arbeit

× Meßwerte anderer Autoren, vgl. Tabelle 5

Gestrichelte Kurve: Einteilchenwerte nach Gl. (5.1)

der Literatur angegebene Mischungsverhältnisse bzw. Intensitätsverhältnisse nur begrenzt zuverlässig sind.

Ganz allgemein kann man annehmen, daß sich der Einfluß abgeschlossener Schalen auf das Mischungsverhältnis bemerkbar macht, da, wie erwähnt, M 1-Übergänge mit den Teilchenbewegungen verknüpft sind. Man wird also erwarten, daß für Kerne in der Nähe abgeschlossener Schalen  $\delta$  kleiner wird. *Potnis* und *Rao* glauben nun festgestellt zu haben, daß dieser Effekt nur in der Nähe abgeschlossener Neutronenschalen auftritt; das von ihnen für diesen Nachweis angegebene Material ist allerdings nicht völlig überzeugend, da mehrere Kerne zwischen abgeschlossenen Neutronenschalen kleine Werte für  $\delta$  besitzen.

Jedenfalls gibt es keinen Grund anzunehmen, daß nicht auch abgeschlossene Protonenschalen das Mischungsverhältnis beeinflussen.

Aus den Werten der Abb. 12 lassen sich bei vorsichtiger Interpretation folgende Aussagen gewinnen:

1. Für die Kr-Isotope in der Nähe der magischen Neutronenzahl 50 bleibt  $(\delta/E_\gamma)^2$  annähernd konstant; wird jedoch die Protonenschale um 2 weitere Teilchen aufgefüllt (Sr<sup>86</sup>), so wird  $(\delta/E_\gamma)^2$  etwa zwei Größenordnungen kleiner (falls der zweite angeregte Zustand dieses Kerns tatsächlich den Spin 2 besitzt).
2. In der Nähe der magischen Protonenzahl 50 (Te-Isotope) ändert sich beim Einbau zusätzlicher Neutronenpaare in den Kern das Mischungsverhältnis kaum; der Wert von  $(\delta/E_\gamma)^2$  für Te<sup>126</sup> ist möglicherweise etwas zu groß, vgl. [9].

3. In der Nähe der magischen Protonenzahl  $Z = 82$  (Pt- und Hg-Isotope) ändert sich  $(\delta/E_\gamma)^2$  ebenfalls nur wenig, wenn die Neutronenschale für die Pt-Isotope weiter aufgefüllt wird. Dabei ist zu bemerken, daß die experimentellen Werte für Pt<sup>192</sup> und Pt<sup>196</sup> sehr zuverlässig sind. Fügt man aber bei der Neutronenzahl  $N = 118$  zwei weitere Protonen zu, so erhält man für Hg<sup>198</sup> einen um 2 Größenordnungen kleineren Wert für  $(\delta/E_\gamma)^2$ ; beim Isotonenpaar Pt<sup>196</sup>–Hg<sup>198</sup> macht sich also eine starke Abhängigkeit von  $Z$  bemerkbar, die durch den Schalenabschluß bei  $Z = 82$  verursacht werden dürfte. Die Interpretation der Änderung des Mischungsverhältnisses beim Übergang von Hg<sup>198</sup> zum Isotop Hg<sup>200</sup> ist wiederum problematisch, da hier die Spinzunordnung 2 nicht sicher ist. Ist sie richtig, so wäre der Effekt analog dem beim Übergang von Kr<sup>84</sup> zum Sr<sup>86</sup>, wobei die Protonen und die Neutronen in ihrer Rolle vertauscht sind.

Eine Eigenschaft des Mischungsverhältnisses wurde bisher bei der Diskussion noch völlig außer acht gelassen, nämlich sein Vorzeichen, das physikalisch die relative Phase zwischen den beiden reduzierten Matrixelementen berücksichtigt. Von theoretischer Seite liegen bislang kaum Versuche vor, das Vorzeichen von Mischungsverhältnissen zu interpretieren. Sakai [44] bringt das Vorzeichen des Mischungsverhältnisses von  $2 \rightarrow 2$ -Übergängen mit der Schalenstruktur der Kerne in Zusammenhang, doch wird diese Ansicht von anderen Autoren nicht geteilt, vgl. z. B. [42]. Nach Tabelle 5 besitzen bei den hier untersuchten Kernen gleiche Isotope auch gleiches Vorzeichen für  $\delta$ , mit einer Ausnahme:  $\delta$  ist negativ für Pt<sup>192</sup> und positiv für Pt<sup>194</sup> und Pt<sup>196</sup>. Auf eine mögliche Interpretation dieser Tatsache durch Berücksichtigung von Einteilchen-Zuständen wird von Ikegami et al. [42] hingewiesen.

Abschließend ist daher festzustellen, daß die theoretische Interpretation der Mischungsverhältnisse gemischter Multipolstrahlung nicht mehr in so einfacher Weise möglich ist wie bisher, da die bislang verwendete Beziehung des Kollektivmodells nicht mehr angewandt werden kann. Eine Systematik der Mischungsverhältnisse, die einen Ansatzpunkt für eine neue theoretische Entwicklung bilden könnte, wird jedoch außerordentlich erschwert durch die unzureichende Genauigkeit und Zuverlässigkeit, mit der ein Teil der gemessenen Mischungsverhältnisse bekannt ist. Daraus ergibt sich für den Experimentalphysiker die Aufgabe, dem Problem der Messung solcher Mischungsverhältnisse größere Aufmerksamkeit als bisher zu widmen.

## 8. Zusammenfassung

Mit einer Richtungskorrelationsapparatur, in der vier Szintillationsspektrometer gleichzeitig zum Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung verwendet werden, wurde das E 2/M 1-Mischungsverhältnis der  $2^+ \rightarrow 2^+$ -Übergänge in folgenden Kernen gemessen: Kr<sup>82</sup>, Te<sup>122</sup>, Pt<sup>192</sup> und Hg<sup>198</sup>.

Die Messung der 675-keV–412-keV-Kaskade in Hg<sup>198</sup> diente u. a. als Test für die Leistungsfähigkeit der Meßanordnung bei der Untersuchung kurzlebiger Isotope. Die Meßgenauigkeit konnte dabei im Vergleich zu bisher vorliegenden Resultaten wesentlich erhöht werden.

Bei der Richtungskorrelationsmessung an der 686-keV–564-keV-Kaskade in

$\text{Te}^{122}$  wurde eine zeitabhängige Störung beobachtet, verursacht durch eine geringe Verunreinigung des radioaktiven Präparats. Aus dem experimentellen zeitlichen Verlauf der Korrelationskoeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  konnte durch Ausgleichsrechnung die Art der Störung, nämlich eine geringe Beimischung von  $\text{Sb}^{126}$ , und das interessierende Mischungsverhältnis des 686-keV-Übergang in  $\text{Te}^{122}$  ermittelt werden. Dieser so gemessene Wert für das Mischungsverhältnis ist trotz der Störung genauer als die Resultate der bisher bekannten Messungen. Die Bestimmung des Mischungsverhältnisses des 296-keV-Übergangs in  $\text{Pt}^{192}$  wird durch das komplexe Zerfallsschema dieses Isotops sehr erschwert. Zur Richtungskorrelation tragen außer der interessierenden  $2 \rightarrow 2 \rightarrow 0$ -Kaskade noch zwei weitere Kaskaden bei, die energetisch nicht abgetrennt werden können. Unter Berücksichtigung neuer Ergebnisse für die relativen  $\gamma$ -Intensitäten in  $\text{Pt}^{192}$  wurde für das Mischungsverhältnis der Wert  $\delta = -6,7 \pm 0,5$  ermittelt in sehr guter Übereinstimmung mit den neuesten Ergebnissen von  $\beta\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen.

Bei der Messung des Mischungsverhältnisses des 698-keV-Übergangs in  $\text{Kr}^{82}$  stören mehrere Kaskaden mit unbekannten Korrelationskoeffizienten. Daher wurde die Richtungskorrelation dieser Kaskaden zunächst untersucht; die Auswertung der Resultate lieferte eindeutig den Spin 4 für das 1821-keV-Niveau in  $\text{Kr}^{82}$ , der bisher nicht sicher bekannt war. Unter Berücksichtigung dieser Beimischungen konnte durch Messung der Richtungskorrelation der 698-keV—777-keV-Kaskade das Mischungsverhältnis des  $2 \rightarrow 2$ -Übergangs wesentlich genauer als bisher bestimmt werden. Diese Meßresultate wurden abschließend diskutiert und mit den experimentellen Ergebnissen an benachbarten Kernen verglichen. Wie zu erwarten, wird die Größe des Mischungsverhältnisses durch Schalenstruktureffekte beeinflusst.

## Literatur

- [1] G. Scharff-Goldhaber und J. Weneser: Phys. Rev. **98**, 212 (1955).
- [2] M. A. Preston: Physics of the Nucleus; Addison-Wesley Publ. Comp., Reading, Mass. 1962.
- [3] A. Bohr: Danske Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **26**, No. 14 (1952).
- [4] A. Bohr und B. Mottelson: Danske Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **27**, No. 16 (1953).
- [5] S. A. Moszkowski, in: Handb. Physik, Bd. **39**, Springer-Verlag Berlin 1957.
- [6] S. A. Darydow: Theorie des Atomkerns. Dt. Verlag d. Wissensch. Berlin 1963.
- [7] Selected Topics in Nuclear Spectroscopy, ed. by B. J. Verhaar, North-Holland Publ. Comp. Amsterdam 1964.
- [8] A. S. Dacydor und G. F. Filippov: Nucl. Phys. **8**, 237 (1958).
- [9] S. S. Malik, V. R. Potnis und C. E. Mandeville: Nucl. Phys. **11**, 691 (1959).
- [10] D. M. van Patter: Nucl. Phys. **14**, 42 (1959).
- [11] E. P. Grigoryev und M. P. Arotina: Nucl. Phys. **19**, 248 (1960).
- [12] P. O. Lipas: Phys. Letters **8**, 279 (1964).
- [13] A. de-Shalit: Lecture given at the Scottish Univ. Summer School in Physics, Newbattle Abbey, 1964.
- [14] L. C. Biedenharn, in: Nuclear Spectroscopy, ed. by F. Ajzenberg-Selove, Part B; Academic Press New York 1960.
- [15] K. Fricke, F. Münnich und U. Wellner: Z. Instrum. **71**, 277 (1963).
- [16] U. Wellner: Dissertation Braunschweig 1964.

- [17] Nuclear Data Sheets, Print. and Publ. Office, Nat. Acad. Sci., Nat. Res. Council, Washington 25 DC.
- [18] *C. D. Schrader*: Phys. Rev. **92**, 928 (1953).
- [19] *D. Schiff* und *F. R. Metzger*: Phys. Rev. **91**, 424 (1953).
- [20] *M. J. L. Yates*, in: Perturbed Angular Correlations, ed. by *E. Karlsson*, *E. Matthias* und *K. Siegbahn*, North-Holland Publ. Comp. Amsterdam 1964.
- [21] *M. J. Glaubmann*: Phys. Rev. **98**, 645 (1955).
- [22] *T. Lindqvist* und *J. Marklund*: Nucl. Phys. **4**, 190 (1957).
- [23] *Nuklidkarte*, herausg. vom BMat 1959.
- [24] *H. Bosch* und *H. Munczek*: Phys. Rev. **106**, 983 (1957).
- [25] *H. W. Taylor* und *R. W. Pringle*: Phys. Rev. **99**, 345 (1955).
- [26] *W. H. Kelly* und *M. L. Wiedenbeck*: Phys. Rev. **102**, 1130 (1956).
- [27] *J. Mraz*: Nucl. Phys. **4**, 437 (1957).
- [28] *M. Kavamura*, *A. Aoki* und *T. Hayashi*: J. Phys. Soc. Japan **13**, 1071 (1958).
- [29] *D. K. Butt*: Proc. Phys. Soc. (London) **75**, 61 (1960).
- [30] *L. Simons*, *E. Spring* und *G. Wendt*: Nucl. Phys. **31**, 452 (1962).
- [31] *D. K. Butt* und *B. C. Dutta*: Nucl. Phys. **39**, 517 (1962).
- [32] *B. Lindström* und *J. Marklund*: Nucl. Phys. **49**, 609 (1963).
- [33] *S. Ofer*: Phys. Rev. **114**, 870 (1959).
- [34] *F. Münnich*, *K. Fricke* und *J. Koch*: Z. Physik **181**, 301 (1964).
- [35] *R. C. Waddell* und *E. N. Jensen*: Phys. Rev. **102**, 816 (1956).
- [36] *N. Benczer-Koller*: Columbia Univ. Report CU-177 (1958).
- [37] *M. Sakai*, *H. Ikegami* und *T. Yamazaki*: J. Phys. Soc. Japan **17**, 1087 (1962).
- [38] *L. Simons*, *S. Bergström* und *A. Antilla*: Nucl. Phys. **54**, 683 (1964).
- [39] *N. R. Johnson* und *G. D. O'Kelley*: Phys. Rev. **108**, 82 (1957).
- [40] *M. J. Glaubmann* und *J. D. Oberholtzer*: Phys. Rev. **135**, B 1313 (1964).
- [41] *V. R. Potnis* und *G. N. Rao*: Nucl. Phys. **42**, 620 (1963).
- [42] *H. Ikegami*, *K. Sugiyama*, *T. Yamazaki* und *M. Sakai*: Nucl. Phys. **41**, 130 (1963).
- [43] *D. H. Wilkinson*, in: Nucl. Spectroscopy, Part B, vgl. [14].
- [44] *M. Sakai*: Inst. Nucl. Study, Univ. Tokyo, INSJ-6 (1958).

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. *G. Cario* aufrichtig danken für seine großzügige Unterstützung und sein Interesse, mit dem er die Durchführung dieser Arbeit gefördert hat.

Weiterhin gebührt mein Dank meinen Kollegen und Mitarbeitern, vor allem den Herren Dr. *Fricke*, Dr. *Bloess*, Dr. *Wellner*, Dipl.-Phys. *Fritsch*, Dipl.-Phys. *Koch* und Dipl.-Phys. *Schaare*.

Herrn Dr. *Weigert* bin ich zu Dank verpflichtet für zahlreiche Diskussionen und Ratschläge. Frä. *Laupheimer* half mit bei der Durchführung und Auswertung der Messungen, sowie bei der Anfertigung der Zeichnungen; ich möchte auch dafür herzlich danken.

Die Mittel für die Durchführung dieser Arbeit wurden vom Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung zur Verfügung gestellt.

**Anmerkung bei der Korrektur:** In einer soeben erschienenen Arbeit von *Greiner* (Nucl. Phys. **80**; 417 (1966)) werden neue theoretische Vorhersagen über M1 E2-Mischungsverhältnisse in gg-Kernen gemacht. Diese theoretischen Werte stimmen mit den hier gemessenen experimentellen Werten gut überein. Nähere Einzelheiten darüber werden demnächst an anderer Stelle veröffentlicht.